

ISSN 0013-5380

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

1997 2

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

2
ФЕВРАЛЬ
1997

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И НАУЧНО-ПРАКТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

УЧРЕДИТЕЛИ: РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК (Отделение физико-технических проблем энергетики),
ФЕДЕРАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ ОБЩЕСТВ

СОДЕРЖАНИЕ

- Тарасов В.И. Особенности алгоритмической и программной реализации методов минимизации при решении уравнений установившихся режимов электроэнергетических систем
- Рагозин А.А., Пинегин А.Л. Параллельная работа с сетью асинхронизированных синхронных ветроэлектрических генераторов
- Кадомская К.П. О «приведении к норме» изоляции кабельных линий высокого напряжения
- Конча А.А., Косарев А.Б. Система тягового энергоснабжения с экранирующим проводом и отсоединенными от рельсов опорами контактной сети
- Кутузов С.И. Об улучшении формы кривой напряжения трехфазных синхронных генераторов, используемых в однофазных режимах
- Инкин А.И. Математическое описание магнитного поля в объемах явнополюсных электрических машин
- Данилевич Я.Б., Карымов А.А. Оценка сокращения «срока жизни» вала ротора турбогенератора
- Петров Ю.П. Реализация гарантирующего управления и H^∞ управления на основе промышленных регуляторов
- Дроздов В.Н., Никифоров В.О., Волков М.А. Математическая модель мехатронного поворотного стола
- Пенин А.А. «Относительные режимы» параллельно соединенных четырехполюсников: геометрический подход
- Филаретов В.В. О преобразовании полного электрического многоугольника к параллельным лучевым схемам
- Шахтахтинский Т.И. О влиянии удельной поверхностной проводимости и электретного состояния материала барьера на электрическую прочность промежутка «острие—плоскость»
- Арамян М.А. Расчет потенциальных полей и средних параметров дисперсных систем регулярных структур с различными формами включений
- Радкевич И.А. Методы доказательства достоверности результатов обработки и анализа данных
- ЗАМЕТКИ И ПИСЬМА**
- Жиляйко Г.И., Московкин Д.И., Хомутов М.А. Приближенные решения одномерного волнового уравнения с переменным коэффициентом
- ХРОНИКА**
- Герасимов В.Г., Бутырин П.А. Научная сессия ОФТПЭ РАН и общее собрание АЭН РФ
- Кира Пантелеимоновна Кадомская
- Давид Эммануилович Брускин (К 85-летию со дня рождения)
- Александр Сергеевич Васильев (К 70-летию со дня рождения)
- Памяти Тихона Павловича Губенко (К 100-летию со дня рождения)

CONTENTS

- Tarasov V.I. Specifics of the Algorithmic and Programmatic Realization of Minimization Methods in Solving Load-Flow Equations 2
- 2 Ragozin A.A., Pinegin A.L. Double-Feed Asynchronized Synchronous Wind Power Generators Operating in Parallel with Network 8
- 8 Kadomskaya K.P. Bringing High-Voltage Underground Line Insulation to «Standard» 14
- 14 Koncha A.A., Kosarev A.B. Power Supply Traction System with Current Return Conductor and Contact Line Supports Disconnected from Rails 19
- 19 Kutuzov S.L. An Approach to the Improvement in the Voltage Waveform of Three-Phase Synchronous Generators Used in Single-Phase Regimes 26
- 26 Inkin A.I. Mathematical Description of Magnetic Field in Salient-Pole Electrical Machines 30
- 30 Danilevich Ya.B., Karymov A.A. Diagnostics of a Turbogenerator-Rotor Shaft Life Reduction 36
- 36 Petrov Yu.P. Realization of a Guaranteeing Control and H^∞ Control on the Basis of Industrial Regulators 41
- 41 Drozdov V.N., Nikiforov V.O., Volkov M.A. Mathematical Model of the Mechatronic Revolving Table 46
- 46 Penin A.A. The Relative Regime of Four-Port Connected in Parallel: Geometrical Approach 49
- 49 Filaretov V.V. Transformation of a Electrical Polygon to Parallel Ray Circuit 58
- 58 Shakhtakhtinskii T.I. On the Role of Surfase Electric Conductivity and Electret State of Barrier Substance in Barrier Effect 61
- 61 Aramyan M.A. Calculation of Potential Fields and Average Parameters of Regular Structure Dispersion Systems with Various Forms Inclusions 64
- 64 Radkevich I.A. Effective Methods for Giving Proof to the Truth of the Measurement Results 70
- NOTES and LETTERS**
- 64 Zhileyko G.I., Moskovkin D.I., Khomutov M.A. Approximate Solutions of the Wave Equation with Variable Coefficient 74
- CHRONICLE**
- 74 Guerasimov V.G., Butyrin P.A. Scientific Session of the Physical and Technical Problems of Energy Department of Russian Academy of Sciences 75
- 75 K.P. Kadomskaya 77
- 75 D.E. Bruskin (to Mark the 85th Anniversary) 77
- 77 A.S. Vasil'ev (to Mark the 70th Anniversary) 78
- 79 In Memory T.P. Gubenko (to Mark the 100th Anniversary) 79
- 77
- 78
- 79

Особенности алгоритмической и программной реализации методов минимизации при решении уравнений установившихся режимов электроэнергетических систем

ТАРАСОВ В.И.

Предложены рекомендации по повышению вычислительной эффективности методов минимизации при решении задачи расчета установившихся режимов ЭЭС: применение прямоугольной системы координат переменных, снижающую вычислительную сложность методов минимизации и повышающую их действенность; масштабирование функций связи для узлов типа PU и целевой функции; применение вычислений с удвоенной точностью для исключения влияния ошибок округления в ЭВМ на сходимость минимизационных методов расчета.

Ключевые слова: электроэнергетические системы, установившиеся режимы, методы расчета, сходимость решения

Как известно, при использовании методов минимизации задача решения уравнений установившихся режимов электроэнергетических систем (ЭЭС)

$$W(\mathbf{X}) = \{w_i(\mathbf{X}) \mid i=1, \dots, N; N \leq 2n\} = 0 \quad (1)$$

сводится к определению нулевого минимума функции

$$\varphi(\mathbf{X}) = \sum_{i=1}^N w_i^2(\mathbf{X}) = \|W(\mathbf{X})\|^2 \quad (2)$$

в соответствии с вычислительной схемой

$$\mathbf{X}^{(p+1)} = \mathbf{X}^{(p)} + \lambda_{(p)} \Delta \mathbf{X}^{(p)}, \quad p=0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

где $\mathbf{X}^{(p+1)}$, $\mathbf{X}^{(p)}$ — значения переменных соответственно на $(p+1)$ -м и p -м шагах итерационного процесса (3); $\Delta \mathbf{X}^{(p)}$ — направление минимизации функции (2) или направление спуска, выбираемое по какому-то правилу; $\lambda_{(p)}$ — параметр, определяющий длину шага по направлению $\Delta \mathbf{X}$ на шаге p .

Из методов минимизации вида (3) для решения задачи (1) наиболее широкое применение получили методы ньютоновского типа, реализующие итерационный процесс

$$\mathbf{X}^{(p+1)} = \mathbf{X}^{(p)} + \lambda_{(p)} \Delta \mathbf{X}_H^{(p)}, \quad p=0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

минимизации функции (2) по направлению вектора $\Delta \mathbf{X}_H^{(p)}$, определяемого на каждом шаге (4) решением системы линейных уравнений

$$\mathbf{J}(\mathbf{X}^{(p+1)}) \Delta \mathbf{X}_H^{(p)} = -W(\mathbf{X}^{(p)}), \quad (5)$$

Recommendations are given for increasing the computation effectiveness of minimization methods when solving electrical power systems load-flow problem: application of a rectangular system of variables' coordinates which decreases the complexity of computation of minimization methods and increases their efficiency; scaling of connection functions for PU-type busses and of an aim function; application of computations with doubled precision to exclude the influences of a computer's rounding errors upon the convergence of minimization methods which are used for the computation.

Key words: electrical power systems, load flows, computation methods, convergence of a solution

где $\mathbf{J}(\mathbf{X}^{(p+1)})$ — матрица Якоби уравнений (1) в точке $\mathbf{X}^{(p)}$.

Выбор параметра λ в (4) производится из условия

$$\varphi(\mathbf{X}^{(p)} + \lambda_p \Delta \mathbf{X}_H^{(p)}) = \min_{\lambda} \varphi(\mathbf{X}^{(p)} + \lambda \Delta \mathbf{X}_H^{(p)}) \quad (6)$$

с использованием алгоритмов как аккуратного, например [1], так и точного одномерного поиска [2]. В последнем случае задача (6) сводится к определению меньшего положительного корня уравнения [2]:

$$4\beta_p^2 \lambda^3 - 3\mu_p \lambda^2 + 2(\mu_p + 1)\lambda - 2 = 0, \quad (7)$$

доставляющего функции (2) в направлении $\Delta \mathbf{X}_H$ глобальный минимум.

Значительно более эффективными для решения задачи (1) являются метод квадратичного спуска [3] и двухпараметрический метод минимизации с независимым выбором параметров [4], реализующие итерационные процессы

$$\mathbf{X}^{(p+1)} = \mathbf{X}^{(p)} + \lambda_p \Delta \mathbf{X}^{(p)} + \lambda_p^2 \Delta \bar{\mathbf{X}}^{(p)} \quad (8)$$

и

$$\mathbf{X}^{(p+1)} = \mathbf{X}^{(p)} + \alpha_p \Delta \mathbf{X}_1^{(p)} + \gamma_p \Delta \mathbf{X}_2^{(p)}, \quad (9)$$

где вектор $\Delta \mathbf{X}_1$, как и вектор $\Delta \mathbf{X}_H$ в (4), определяется из решения системы уравнений (5), вектор $\Delta \bar{\mathbf{X}}$ — по выражению [3]

$$\Delta \bar{\mathbf{X}}^{(p)} = -\mu_p \Delta \mathbf{X}^{(p)} + \Delta \mathbf{X}_2^{(p)},$$

а вектор $\Delta \mathbf{X}_2$ — из решения системы уравнений

$$\mathbf{J}(\mathbf{X}^{(p)}) \Delta \mathbf{X}_2^{(p)} = -\frac{1}{2} (\mathbf{W}'' \Delta \mathbf{X}_1^{(p)}, \Delta \mathbf{X}_1^{(p)}), \quad (10)$$

λ, α, γ — шаги по принятым направлениям спуска; \mathbf{W}'' — матрица вторых частных производных уравнений (1) в точке $\mathbf{X}^{(p)}$; (\mathbf{a}, \mathbf{b}) — скалярное произведение векторов; μ — параметр, определяемый из условия минимального отклонения квадратичной аппроксимации от специальным образом заданной кривой спуска в плоскости векторов $\Delta \mathbf{X}_1$ и $\Delta \mathbf{X}_2$ [3].

Итерационные процессы (8) и (9) реализуют качественно другую вычислительную схему, чем итерационные процессы (3), (4): минимизация функции в такой схеме идет не по прямой, а по кривым, задаваемым выбранными направлениями спуска, коэффициентами $\lambda, \alpha, \gamma, \mu$ и правилами их выбора. Выбор направления минимизации функции (2) в методе (9) определяется из условия достижения ее глобального минимума на плоскости $(\Delta \mathbf{X}_1, \Delta \mathbf{X}_2)$

$$\begin{aligned} \varphi(\mathbf{X}^{(p)} + \alpha_{(p)} \Delta \mathbf{X}_1^{(p)} + \gamma_{(p)} \Delta \mathbf{X}_2^{(p)}) &= \\ = \min_{\alpha, \gamma} \varphi(\mathbf{X}^{(p)} + \alpha \Delta \mathbf{X}_1^{(p)} + \gamma \Delta \mathbf{X}_2^{(p)}), \end{aligned} \quad (11)$$

а в методе (8) — условием достижения минимума функция (2) на кривой, принадлежащей этой плоскости,

$$\begin{aligned} \varphi(\bar{\mathbf{X}}(\lambda)) &= \varphi(\mathbf{X}^{(p)} + \lambda_p \Delta \mathbf{X}_1^{(p)} + \lambda_p^2 \Delta \bar{\mathbf{X}}^{(p)}) = \\ = \min_{\lambda} \varphi(\mathbf{X}^{(p)} + \lambda \Delta \mathbf{X}_1^{(p)} + \lambda^2 \Delta \bar{\mathbf{X}}^{(p)}). \end{aligned} \quad (12)$$

Задача определения глобального минимума функции (2) в плоскости векторов $\Delta \mathbf{X}_1$ и $\Delta \mathbf{X}_2$ сводится к решению уравнения вида [4]:

$$\sum_{i=0}^{10} a_i \alpha^{10-i} = 0 \quad (13)$$

относительно одного из параметров и последующего определения второго параметра из простого численного выражения $\gamma_i = f(\alpha_i)$; $i = 1, 2, \dots$. Задача (12) сводится к решению уравнения [3]:

$$\sum_{i=0}^7 b_i \lambda^{7-i} = 0. \quad (14)$$

Методы (8) и (9) обладают значительно более высокой действенностью при решении задачи (1), чем линейные методы минимизации ньютоновского типа (4), но и в то же время характеризуются более высокой алгоритмической сложностью и при программной реализации требуют высокого уровня программирования. Остановимся на некоторых особенностях и приемах алгоритмической и программной реализации ме-

тодов минимизации (4), (8), (9) при решении задачи (1), учет которых оказывается не только весьма полезным, но и в ряде практических случаев необходимым.

Выбор вида функции (2). Вид функции (2) определяется формой записи уравнений (1) и видом переменных \mathbf{X} . В качестве уравнений (1) наиболее предпочтительными являются уравнения баланса мощностей в узлах ЭЭС, а в качестве переменных — активные и реактивные составляющие напряжений в узлах $\mathbf{X} = \{\mathbf{U}_a, \mathbf{U}_r\}$ (прямоугольная система координат переменных), так как в этом случае функция (2) уравнений (1) определена и дважды непрерывно дифференцируема в любой точке пространства \mathbf{X} и множество уровня¹ $L(\varphi(\mathbf{X}))$ функции (2) уравнений (1) в форме баланса мощностей в прямоугольной системе координат замкнуто и ограничено [2], т. е. функция (2) для этих уравнений удовлетворяет условиям глобальной сходимости методов минимизации (3) [5]. Этим же условиям удовлетворяет и функционал (2) уравнений (1) в форме баланса мощностей в пространстве углов напряжений и их модулей $\mathbf{X} = \{\delta, \mathbf{U}\}$ (полярная система координат), однако его геометрические и вычислительные свойства для применения методов минимизации будут «хуже» по следующим причинам.

1. Уравнения (1) в прямоугольной системе координат являются более «гладкими», так как не содержат периодических функций \sin и \cos переменных.

2. Переменные $\mathbf{U}_a, \mathbf{U}_r$ уравнений (1) имеют одинаковую физическую природу. Составляющие градиента функции (2) по этим переменным обладают значительно меньшей «неравновесомостью», чем составляющие градиента функции (2) по переменным δ, \mathbf{U} . Вследствие этого сходимость методов спуска в полярной системе координат может быть более медленной, чем в прямоугольной.

3. Поверхности уровня функции $\varphi(\mathbf{X}^{(p)}) = \mathbf{C}^{(p)}$, $p = 0, 1, 2, \dots$, в пространстве переменных $\mathbf{X} = \{\mathbf{U}_a, \mathbf{U}_r\}$ имеют вид менее вытянутых по осям и более «правильных» эллипсоидов, чем поверхности уровня функции $\varphi(\mathbf{X}^{(p)}) = \mathbf{C}^{(p)}$, $p = 0, 1, 2, \dots$, в пространстве переменных $\mathbf{X} = \{\delta, \mathbf{U}\}$. Поверхности уровня функции (2) в полярной системе координат имеют значительно более овражный характер, чем в прямоугольной.

Особо отметим, что уравнения (1) в форме баланса мощностей в узлах ЭЭС в прямоугольной системе координат переменных являются квадратичными функциями этих переменных и, в

¹ Для данной функции $\varphi(\mathbf{X})$ и числа γ множеством уровня $L(\mathbf{X})$ называется совокупность всех точек \mathbf{X} , удовлетворяющих неравенству $\varphi(\mathbf{X}) \leq \gamma$ [5].

отличие от полярной системы координат, могут быть точно выражены в любой точке пространства $X = \{U_a, U_r\}$ трехчленной формулой Тейлора. Функция (2) квадратичных уравнений аналитически точно представляется полиномом четвертой степени вида $\varphi(\lambda)$ в направлении любого вектора ΔX , что позволяет на каждом шаге (3) точно определять минимум (2).

4. Выражения для формирования невязок уравнений (1), их первых и вторых производных в прямоугольной системе координат более просты и требуют значительно меньших затрат машинного времени на их вычисление, чем в полярной. Следовательно, и вычислительная сложность методов минимизации в прямоугольной системе координат будет ниже, чем в полярной.

Таким образом, выбор вида переменных может существенно влиять только на действенность линейных методов минимизации (3) при решении плохо обусловленных задач (1). Что касается методов (8) и (9), то они демонстрируют практически одинаковую действенность решения плохо обусловленных задач (1) как в прямоугольной, так и в полярной системах координат.

Масштабирование функций (1). Уравнения баланса мощностей в узлах ЭЭС в прямоугольной системе координат переменных имеют существенную особенность: при наличии в схеме замещения ЭЭС узлов типа PU они теряют физическую однородность, поскольку наряду с уравнениями баланса активных и реактивных мощностей появляются дополнительные уравнения связи вида

$$W_{Ui} = U_i^2 - U_{ai}^2 - U_{ri}^2 = 0, \quad i=1, \dots, k, \quad (15)$$

где U_i — заданный неизменным модель напряжения в узле i ; k — число узлов типа PU в схеме замещения ЭЭС.

Эти уравнения имеют не только другую физическую природу (размерность), но и другую функциональную структуру, что приводит к изменению вида целевой функции (2), матрицы Якоби и матрицы вторых частных производных уравнения (1). Указанные изменения могут влиять на сходимость итерационных процессов, в частности, повлечь потерю монотонной сходимости по составляющим W_U функции (2), а именно: при монотонном характере убывания как целевой функции (2), так и составляющих ее функций W_P и W_Q функции W_U могут на первых шагах итерационного процесса методов минимизации возрастать, иногда и существенно, что приводит в некоторых случаях к замедлению сходимости итерационного процесса в целом по отношению к случаю решения только уравнений вида $W_P=0$ и $W_Q=0$.

Ускорить итерационный процесс в таких слу-

чаях можно, применяя масштабирование функций W_U . Масштабируя эти функции, можно менять геометрические свойства целевой функции (2) таким образом, чтобы спуск по ее образующим был наиболее успешным. Поскольку при решении уравнений (1) наиболее медленная сходимость часто имеет место по составляющим W_U функции (2), то представляется вполне оправданным применить масштабирование именно по этим функциям. Рассмотрим два приема масштабирования функций (15).

Первый прием состоит в умножении функций W_U на очень малые положительные числа с целью максимального уменьшения их влияния на функцию (2). Другими словами, целью такого масштабирования является «подавление» этих составляющих функции (2).

Другой прием заключается в выравнивании значений функций W_U со значениями функций W_P и W_Q с таким расчетом, чтобы поверхности уровня целевой функции (2) в пространстве переменных X имели, по возможности, вид правильных эллипсоидов.

Реализовать первый прием можно, используя вместо уравнений (15) уравнения вида

$$W_{Ui} = \frac{U_i^2 - U_{ai}^2 - U_{ri}^2}{U_i^2} = 0, \quad i=1, \dots, k, \quad (16)$$

а второй прием — использованием уравнений вида

$$W_{Ui} = Y_{rii} (U_i^2 - U_{ai}^2 - U_{ri}^2) = 0, \quad i=1, \dots, k. \quad (17)$$

Как видно из записи, выражения (16) представляют собой безразмерную нормализованную форму задания функций W_U . Данная форма записи уравнений связи оказалась достаточно эффективной при расчете установившихся режимов ЭЭС с малым числом узлов типа PU . При большом числе узлов типа PU в схеме замещения ЭЭС использование уравнений вида (16) может приводить к не совсем точному определению решения, поскольку функции W_U при таком представлении всегда меньше единицы в течение всего расчета. В таких ситуациях лучшие результаты дает применение уравнений (17). Обратим внимание на тот факт, что функции W_U в такой записи имеют ту же размерность, что и остальные функции.

Расчетные исследования подтвердили возможность ускорения итерационных процессов методов минимизации предложенным масштабированием функций W_U : применение вместо уравнений (15) как уравнений (17), так и уравнений (16) позволяет в ряде случаев улучшить сходимость решения уравнений (1) методами минимизации на 1–3 итерации. Добиться практически такого эффекта в повышении вычис-

литеральных характеристик методов минимизации довольно просто, предусмотрев в соответствующих программных реализациях возможность использования расчетчиком той формы записи уравнений (16), (17), которая оказывается наиболее удачной для данной расчетной схемы и расчетных условий. Поскольку уравнения (16) и (17) по структуре очень просты и однотипны, то программно такая возможность индивидуального учета расчетчиком вида уравнений связи реализуется чрезвычайно просто. Учитывая сказанное, можно отнести масштабирование функций W_U к достаточно полезным приемам, повышающим вычислительную эффективность методов минимизации.

Масштабирование целевой функции (2). При решении плохо обусловленных задач анализа режимов сложных ЭЭС значения целевой функции (2) могут возрастать в процессе решения до значений, превышающих их значения даже в точках нулевого исходного приближения в миллионы раз, и достигать астрономических значений. Соответственно таких же значений достигают коэффициенты в выражениях функции (2) при представлении ее в виде полиномов. При оперировании такими числами неизбежны как неточности, а то и ошибки в определении направлений минимизации функции, в прогнозе поведения функции вдоль выбранного направления ее минимизации и определении точек ми-

нимума, так и сложности в решении уравнений (7), (13) и (14). Поэтому для избежания указанных неточностей и возможных ошибок, устранения возникающих в связи со сказанным вычислительных трудностей при определении параметров в методах минимизации ньютоновского типа, двухпараметрическом методе минимизации и методе квадратичного спуска желательно использовать масштабирование целевой функции (2). При этом масштабирующие коэффициенты лучше определять с таким расчетом, чтобы значения целевой функции были величинами порядка единицы.

Повышение устойчивости численного решения задачи определения минимума целевой функции (2). Масштабирование целевой функции (2) полностью еще не решает всех проблем, возникающих в связи с необходимостью оперирования большими числами в процессе расчета установившихся режимов ЭЭС рассмотренными методами минимизации и особенно в случаях решения плохо обусловленных задач анализа режимов. При решении именно таких задач ошибки округления при машинной реализации могут приводить к ситуациям, когда методы не только утрачивают присущую им высокую скорость, но и надежность сходимости и начинают сходиться либо к другим решениям, либо к точкам относительного минимума, либо зависать (табл. 1–3).

Теоретически, ошибки округления наиболее

Таблица 1

Номер итерации p	Результаты расчета электрической системы с числом узлов $n = 19$ и числом связей $m = 27$ (с плохо обусловленной матрицей Якоби) методом (9) при представлении чисел								
	с одинарной точностью ¹			с двойной точностью			с двойной точностью только при вычислении коэффициентов полинома (13) и параметров		
	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)}) = 42122,66$]	α	γ	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)}) = 42122,55$]	α	γ	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)}) = 42122,66$]	α	γ
1	10155,63	1,100481	$0,3498405 \times 10^{-2}$	1394,349	1,010461	$0,3092449 \times 10^{-2}$	1394,330	1,010669	$0,3097272 \times 10^{-2}$
2	2077,279	0,6343117	$0,5116899 \times 10^{-1}$	75,65588	0,9720341	0,5678919	75,69710	0,9719784	0,5672336
3	394,4787	0,9407597	0,5045415	0,012622302	1,00016	1,042385	0,1515192	1,000265	1,039828
.
10	38,74541	0,1783597	$0,8992525 \times 10^{-3}$
.
14	0,126600	1,004377	1,748005

¹ Сходится к решению недопустимо низкими значениями напряжений в узлах.

Таблица 2

Номер итерации <i>p</i>	Результаты расчета электрической системы с числом узлов $n=22$ и числом связей $m=22$ (с плохо обусловленной матрицей Якоби) методом (9) при представлении чисел								
	с одинарной точностью ¹			с двойной точностью			с двойной точностью только при вычислении коэффициентов полинома (13) и параметров α и γ		
	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)})=$ = 4286,73]	α	γ	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)})=$ = 4286,757]	α	γ	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)})=$ = 4286,73]	α	γ
1	1027,613	1,282862	0,02105223	77,02547	1,020775	0,01504933	77,08417	1,0200245	0,01538489
2	47,66628	1,33367	-0,02789868	24,75667	1,016924	0,1070093	24,63354	1,018103	0,108723
3	13,73375	0,8764391	0,5602491	0,1838283	1,032964	0,7676538	0,1811178	1,032543	0,77787774
4	4,949088	0,8516612	0,5865133						
.	.	.	.						
.	.	.	.						
8	4,314854	0,1729957	$-0,2489487 \times 10^{-2}$						

¹ Сходится к точке относительного минимума.

Таблица 3

Номер итерации <i>p</i>	Результаты расчета электрической системы с числом узлов $n=22$ и числом связей $m=22$ (с плохо обусловленной матрицей Якоби) методом (8) при представлении чисел				
	с одинарной точностью		с двойной точностью		
	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)})=4286,757$]	λ	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)})=4286,757$]	λ	
1	4277,94	$0,318 \cdot 10^{-2}$	1863,58	0,1323	
2	4264,14	$0,502 \cdot 10^{-2}$	0,86	1,506	
3	4081,14	$0,4709 \cdot 10^{-1}$			
.	.	.			
.	.	.			
15	1506,73	$0,3985 \cdot 10^{-6}$			
16	1460,84	$0,3885 \cdot 10^{-1}$			
.	.	.			
22	373,46	0,2914			
23	216,647	1,053			

существенно могут проявляться при определении направлений спуска из решения систем уравнений (5), (10) с плохо обусловленными матрицами Якоби и при определении шагов по этим направлениям решением уравнений (7), (13) и (14), особенно чувствительных к изменению данных вследствие ошибок округления при машинной реализации. В первом случае ошибки округления могут приводить к неточности, а то и ошибочности определения направлений спуска; во втором — к неточности или ошибочности прогноза поведения функции (2)

вдоль принятых направлений минимизации, а в итоге — к снижению вычислительной эффективности методов, а возможно, и к их отказу. Замедление и зависание итерационных процессов из-за ошибок округления в ЭВМ возможно и при решении хорошо обусловленных задач в окрестности решений (табл. 4, 5).

Исключить влияние на сходимость методов минимизации такого косвенного фактора, как ошибки округлений при машинной реализации, можно, предусматривая при программировании возможность вычислений чисел с повышенной

Таблица 4

Номер итерации <i>p</i>	Результаты расчета электрической системы с числом узлов <i>n</i> = 186 и числом связей <i>m</i> = 196 (с хорошо обусловленной матрицей Якоби) методом (8) при представлении чисел					
	с одинарной точностью		с двойной точностью		с двойной точностью только при вычислении коэффициентов полинома (14) и параметра λ	
	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)}) = 936,9070$]	λ	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)}) = 939,2357$]	λ	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)}) = 938,9070$]	λ
1	44,46153	0,6344285	43,98156	0,6322085	44,01237	0,6323125
2	5,993335	1,28196	0,914727	0,289847	0,923454	1,288762
3	4,741076	1,055936				
4	2,502258	0,9999685				
5	1,76004	1,0108				

Таблица 5

Номер итерации <i>p</i>	Результаты расчета электрической системы с числом узлов <i>n</i> = 186 и числом связей <i>m</i> = 196 (с хорошо обусловленной матрицей Якоби) методом (8) при представлении чисел					
	с одинарной точностью		с двойной точностью		с двойной точностью только при вычислении коэффициентов полинома (14) и параметра λ	
	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)}) = 562,7428$]	λ	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)}) = 543,4652$]	λ	$\varphi(\mathbf{X}^{(p)})$ [$\varphi(\mathbf{X}^{(0)}) = 562,7427$]	λ
1	6,760193	0,9736009	5,968065	0,9710663	5,9693	0,971478
2	2,376784	0,999651	0,00032	1,000808	0,00041	1,000743
3	2,008924	0,996758				
4	1,702835	1,000455				
5	0,95156	1,000455				

точностью. Отметим, что возможность вычислений чисел с повышенной точностью имеется во всех существующих языках программирования высокого уровня и реализуется без особых затрат.

Выполненные исследования показали, что представление чисел с удвоенной точностью в персональных ЭВМ типа IBM PC AT/XT вполне достаточно для устранения возможного отрицательного влияния ошибок округления на вычислительные характеристики методов (табл. 1—5). Однако такое представление чисел несколько уменьшает быстродействие расчетов и увеличивает объем используемой оперативной памяти машины. Поэтому лучше, если в стандартном пакете программ расчета установившихся режимов, реализующих предложенные методы, будут присутствовать версии, работающие как в режиме обычного представления чисел в ЭВМ, так и в режиме «длинного» их представления. Тогда вопрос выбора соответствующей версии легко решается расчетчиком исходя из конкретных расчетных условий. Для проведения расчетов, требующих высокого быстродействия, можно использовать программы, реализующие вычисления чисел с двойной точностью только в отдельных, наиболее важных, ее частях.

Расчеты показали, что для исключения возможного влияния на сходимость методов минимизации ошибок округления в ЭВМ часто оказывается достаточно провести вычисления с уд-

военной точностью только при определении коэффициентов соответствующих полиномов и их корней, определяющих значения шагов по направлениям минимизации. Сходимость методов при таком комбинированном выполнении вычислений в большинстве случаев полностью «защищалась» от возможного влияния ошибок округлений в ЭВМ и оставалась такой же, как и в случаях применения вычислений с повышенной точностью при выполнении всех арифметических операций (табл. 1—5). При этом быстродействие расчетов повышалось за счет значительного сокращения арифметических операций, выполненных машиной в режимах «длинного» представления чисел.

В заключение подчеркнем, что значительную роль в повышении численной устойчивости решения задачи определения минимума функции (2) методами минимизации играет и сам алгоритм поиска корней полиномов (7), (13) и (14).

Выводы. 1. Ошибки округлений при машинной реализации методов минимизации для расчета установившихся режимов ЭЭС на ЭВМ с «коротким» словом могут приводить к «зависанию» их итерационных процессов. Исключить подобные случаи можно, предусматривая при программной реализации методов возможность проведения вычислений с повышенной точностью. Для нелинейных методов минимизации

вычисления с удвоенной точностью достаточно провести только при определении коэффициентов полиномов и их корней, определяющих значения шагов по направлениям минимизации.

2. Вычислительная эффективность методов минимизации при расчете установившихся режимов ЭЭС может быть повышена также применением прямоугольной системы координат переменных, масштабированием функций связи для узлов типа *РU* и масштабированием целевой функции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тарасов В.И. Ускорение сходимости метода по параметру при расчетах установившихся режимов электрических систем. — В кн.: Вопросы применения математических методов при управлении режимами и развитии электрических систем. — Иркутск, 1972.

2. Гуревич В.Л., Тарасов В.И. Метод расчета установившихся режимов электроэнергетических систем в прямоугольных координатах. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1987, № 5.

3. Тарасов В.И., Слободской А.М. Расчет установившихся режимов электроэнергетических систем методом минимизации. — Электричество, 1990, № 5.

4. Тарасов В.И. Разработка минимизационных методов расчета установившихся режимов электроэнергетических систем. Автореф. дис. ... докт. техн. наук. — Иркутск: СЭИ СО РАН, 1993.

5. Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. Практическая оптимизация. — М.: Мир, 1985.

{07.10.96}

Автор: Тарасов Владимир Иннокентьевич окончил энергетический факультет Иркутского политехнического института в 1968 г. В 1993 г. защитил докторскую диссертацию «Разработка минимизационных методов расчета установившихся режимов электроэнергетических систем» в Сибирском энергетическом институте СО РАН. Заведующий кафедрой электрических станций, сетей и систем Иркутского государственного технического университета.

Параллельная работа с сетью асинхронизированных синхронных ветроэлектрических генераторов

РАГОЗИН А.А., ПИНЕГИН А.Л.

Приведены результаты исследования динамических отклонений основных режимных параметров асинхронизированных синхронных ветроэлектрических генераторов при их параллельной работе с сетью. Даны рекомендации по их снижению. Проведен сопоставительный анализ поведения генераторов различного типа (асинхронизированных синхронных, асинхронных и синхронных) в условиях порывистого ветра.

Ключевые слова: электрическая сеть, ветроэлектрические генераторы, параллельная работа, исследование

Из результатов исследований параллельной работы синхронного ветроэлектрического генератора с системой следует, что колебания его режимных параметров, обусловленные порывистостью ветра, могут быть в значительной степени снижены посредством ряда мероприятий [1]. К ним относятся: оптимизация параметров успокоительных контуров (эффективна только при жестких связях с системой), регулирование возбуждения с использованием производных режимных параметров. Последнее при любых схемах присоединения ветроэлектрических генераторов к системе позволяет практически полностью подавить отклонения режимных параметров на частотах, близких к собственной частоте элек-

The paper presents results of investigating the dynamic deviations of the main regime parameters of asynchronous synchronous wind power generators, operating in parallel with a network. Recommendation for their reducing are given. A comparative analysis of the behavior of different types of generators (asynchronous synchronous, asynchronous and synchronous) in conditions of a gusty wind is carried out.

Key words: electrical network, asynchronous synchronous wind power generator, parallel operating, investigation

тромеханических колебаний генераторов, и тем самым исключить динамические отклонения режимных параметров, связанные с протеканием в них переходных процессов [1].

Режимные параметры асинхронных ветроэлектрических генераторов при отсутствии регулирования ветроколеса¹, как показали результаты натурных испытаний и расчетов на ЭВМ, претерпевают отклонения, связанные лишь с медленными изменениями скорости ветра и заметно

¹ Следует признать целесообразным отказ за рубежом от применения в ряде случаев регуляторов ветротурбин, т. е. использования так называемого принципа саморегулирования, иначе самоограничения мощности ветроколеса, диктуемого желанием упростить конструкцию и повысить надежность его работы.

ниже колебаний режимных параметров синхронного генератора [2].

Основным мероприятием, ограничивающим колебания режимных параметров ветроэлектрических синхронных и асинхронных генераторов на малых частотах (0–0,3 Гц) пульсаций скорости ветра, преобладающих по данным аэрометрических исследований в спектре скорости ветра [3], является управление моментом ветроколеса [1, 2].

Однако наметившаяся в последние годы тенденция к укрупнению единичной мощности системных ветроэнергетических установок (ВЭУ) обусловливает необходимость не только снижения амплитуд колебаний основных режимных параметров генераторов в условиях порывистого ветра, но и максимальной выработки электроэнергии в широком диапазоне изменения средних скоростей ветра. В этом отношении синхронные и асинхронные генераторы имеют существенный недостаток, поскольку их параллельная работа с сетью возможна лишь с постоянной (в случае асинхронного генератора — почти постоянной) частотой вращения. Последнее приводит к значительному снижению коэффициента использования энергии ветра в режимах скоростей, меньших расчетной.

Анализ аэродинамических характеристик ветроколеса показывает, что оптимальное согласование скорости ветра и частоты вращения ветроколеса позволяет в значительной мере повысить коэффициент использования энергии ветра. Несмотря на то что выводы о целесообразности применения ВЭУ с переменной частотой вращения носят разноречивый характер², одни из самых крупных ВЭУ, такие как TWIND (Дания) с $P_{\text{ном}}=2$ МВт, MOD-5 (США) с $P_{\text{ном}}=3,2$ МВт, GROWIAN-1 (Германия) с $P_{\text{ном}}=3$ МВт, Радуга-1 (Россия) с $P_{\text{ном}}=1$ МВт и некоторые другие имеют переменную частоту вращения. При этом во многих случаях используются асинхронизированные синхронные генераторы.

В связи с изложенным значительный интерес представляет сопоставительный анализ колебаний режимных параметров асинхронизированного синхронного ветроэлектрического генератора в условиях порывистого ветра с аналогичными данными, полученными в случае применения синхронного и асинхронного генераторов [1, 2].

Расчетная схема, для которой проводились ис-

следования, содержала асинхронизированный синхронный (АС) ветроэлектрический генератор, работающий через внешнюю сеть с сопротивлением $x_{\text{вн}}$ на мощную энергосистему. При математическом моделировании не учитывались переходные процессы и активные сопротивления в цепях статора. С учетом сказанного уравнения АС машины до ее зажимов с напряжением U_1 в осях, жестко связанных с синхронными осями d_c , q_c , записывались в следующем виде [5]:

$$\left. \begin{aligned} xI_{dc} + E_{qc} &= U_{1qc}; \quad xI_{qc} - E_{dc} = U_{1dc}; \\ T_{d0}P\psi_{fqc} &= U_{fqc} + E_{dc} - T_{d0}\omega_0 s\psi_{fdc}; \\ T_{d0}P\psi_{fdc} &= U_{fdc} - E_{qc} + T_{d0}\omega_0 s\psi_{fqc}; \\ \psi_{fdc} &= \frac{x_a^2}{x_f} I_{dc} + E_{qc}; \quad \psi_{fqc} = \frac{x_a^2}{x_f} I_{qc} - E_{dc}; \\ T_{d0}s &= M_{\text{в}} - M_{\text{e}}; \quad M_{\text{e}} = E_{dc} I_{dc} + E_{qc} I_{qc}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где I_{dc} , I_{qc} , U_{1dc} , U_{1qc} , E_{dc} , E_{qc} — проекции тока статорной цепи, напряжения U_1 и ЭДС возбуждения E на синхронные оси d_c , q_c ; U_{fdc} , U_{fqc} — напряжения на обмотках возбуждения; ψ_{fdc} , ψ_{fqc} — проекции потокосцеплений роторных контуров на оси d_c , q_c ; s — скольжение генератора; x , x_f — синхронное сопротивление статорной цепи и сопротивление обмоток возбуждения АС машины; x_a — сопротивление взаимоиндукции; T_{d0} — постоянная времени продольной и поперечной обмоток возбуждения.

Уравнения внешней сети с сопротивлением $x_{\text{вн}}$ при совмещении вектора напряжения U шин энергосистемы с осью q_c :

$$\left. \begin{aligned} U_{1qc} + x_{\text{вн}} I_{dc} &= U; \\ U_{1dc} - x_{\text{вн}} I_{qc} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Закон управления АС генератором при выборе в качестве оси его ориентации вектора напряжения шин бесконечной мощности, совмещенного с осью q_c , представляется в форме [5]:

$$\left. \begin{aligned} U_{fqc}(1+pT_{\text{в}}) &= (1+k_E)(U_{fqc0} + k_{0s}s + k_{1s}ps) + \\ &+ k_E E_{dc} - T_{\text{в}} U_{fdc} \omega_0 s; \\ U_{fdc}(1+pT_{\text{в}}) &= (1+k_E)(U_{fdc0} + k'_{0s}s + k'_{1s}ps) - \\ &- k_E E_{qc} + T_{\text{в}} U_{fqc} \omega_0 s, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где k_E — коэффициент жесткой отрицательной обратной связи по токам ротора или пропорциональным им ЭДС E_{qc} , E_{dc} ; k_{0s} , k_{1s} , k'_{0s} , k'_{1s} , k_E — коэффициенты регулирования; $T_{\text{в}}$ — эквивалентная постоянная времени регулятора возбуждения.

Моделирование момента ветроколеса $M_{\text{в}}$ и конкретных реализаций скорости ветра осуществлялось по методике, изложенной в [1]. Регулирование момента $M_{\text{в}}$ ветроколеса осуществлялось по закону [1]:

² В частности, по мнению американских фирм General Electric и Kaman Aerospace [4] для ВЭУ, снабженных механизмами регулирования положения лопастей, несколько большая эффективность работы ветроколеса с переменной частотой вращения, зависящей от скорости ветра, нейтрализуется уменьшением КПД генератора и повышением его стоимости за счет преобразователя частоты, установленного в цепях статора или ротора.

$$\left. \begin{array}{l} T_s p \mu = \eta; \\ (1+pT) \eta = k_{\Delta \Pi} \Delta \Pi + k_{\text{жос}} \mu; \\ -1 \leq \eta \leq 1, \\ \varphi = \mu, \\ M_{\text{в}} = A u^3 \xi(z, \varphi), \end{array} \right\} \quad (4)$$

где μ — перемещение штока сервомотора; η — перемещение чувствительного органа; $k_{\Delta \Pi}$ — коэффициент усиления; T_s — время сервомотора; $\Delta \Pi$ — параметр регулирования; $k_{\text{жос}}$ — коэффициент жесткой отрицательной обратной связи; T — постоянная времени регулятора; $A = \pi R^2 \rho / 2\Omega$ — радиус ветроколеса; ρ — массовая плотность воздуха; Ω — круговая частота вращения ветроколеса; $\xi(z, \varphi)$ — коэффициент использования энергии ветра; z — число модулей быстроходности ветроколеса; φ — угол разворота лопастей; u — скорость ветра.

В качестве параметра регулирования $\Delta \Pi$ задавались сигналы по отклонению электрической мощности генератора ΔP либо по отклонению момента ветроколеса от их исходных значений $\Delta M_{\text{в}}$ [1, 2].

В соответствии с приведенным математическим описанием для ПЭВМ были составлены алгоритм и программа расчета переходных процессов ветроэлектрического АС генератора при порывистом ветре, с помощью которой и проводились расчетные исследования.

Основные параметры АС генератора: $x_a = 0,8$ — индуктивное сопротивление взаимоиндукции обмоток статора и ротора; $x_s = 0,2$ — сопротивление рассеяния статорной обмотки; $x_{sfd} = x_{sfq} = 0,2$ — сопротивления рассеяния продольной и поперечной обмоток возбуждения; $T_{d0} = 0,1$ с — постоянная времени обмоток возбуждения; $T_J = 20$ с — инерционная постоянная агрегата, примерно равна среднему ее значению, для ветроэнергетических установок большой единичной мощности. Сопротивление внешней сети $x_{\text{вн}}$ полагалось равным 0,12, т. е. рассматривались реальные, как правило, достаточно жесткие условия присоединения ветроэнергетических установок к энергосистеме. Аэродинамические характеристики $\xi(z, \varphi)$ ветроколес соответствовали профилю NACA 230 [1]. В исходном режиме скорость ветра принималась равной расчетной; частота вращения генератора равнялась синхронной (скольжение $s = 0$); активная мощность генератора P равна $P_{\text{ном}}$. Коэффициент усиления обратной связи по току ротора k_E равен 50; $T_{\text{в}} = 0,02$ с — постоянная времени. Коэффициент регулирования k_{0s} , от значения которого существенно зависело поведение ветроагрегата при порывистом ветре, варьировался в широких пределах.

Рассмотрим вначале поведение асинхронизированного синхронного ветроэлектрического генератора при порывах ветра. Порывы задавались

ступенчатым изменением скорости ветра и характеризовались отношением скорости ветра u в порыве к ее исходному $u_0 = u_p$ значению: $k_{\text{пор}}$. Анализ переходных процессов при порыве ветра показал, что изменение электромагнитного момента M_e (активной мощности P) АС генератора при достаточно жесткой ($k_{0s} = -300$ ед. возбуждения) характеристики $M_e = f(s)$ практически полностью повторяет изменение момента ветроколеса $M_{\text{в}}$ и не превышает его максимального значения, как это имело место в случае асинхронного ветроэлектрического генератора [6]. Сказанное имело место как при $\varphi = \text{const}$, так и при управлении моментом ветроколеса по закону (4). Для асинхронного генератора из-за гораздо меньшей жесткости его моментно-скоростной характеристики $M_e(s)$ максимум электромагнитного момента был заметно меньше момента ветроколеса $M_{\text{в}}$, обусловленного порывом ветра [6]. При снижении абсолютного значения коэффициента $|k_{0s}|$ максимальные отклонения электромагнитного момента АС генератора приближались к таковым для асинхронного генератора.

Оценим теперь среднеквадратичные отклонения основных режимных параметров АС ветроэлектрического генератора при задании скорости ветра в виде спектра [3, 7]:

$$S(\omega) = au(T)^{\frac{2}{3}} \varepsilon^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\omega_{\text{п}}}{2\pi} \right)^{-\frac{5}{3}}, \quad (5)$$

где $S(\omega)$ — спектральная плотность скорости ветра; a — числовая постоянная, равная 1,5 для продольной (u) составляющей скорости ветра; $u(T)$ — скорость ветра, осредненная за интервал времени T ; ε — диссипация турбулентной энергии; $\omega_{\text{п}}$ — угловая частота пульсаций скорости ветра.

На рис. 1, 2 приведены режимные частотные и спектральные характеристики отклонений электромагнитного момента и тока статорной цепи от их исходных значений при широком варьировании коэффициента k_{0s} , отражающего степень жесткости характеристики $M_e = f(s)$ асинхронизированного генератора и $\varphi = \text{const}$. При расчете частотных характеристик амплитуда возмущающего воздействия по скорости ветра принималась равной 0,1 u_p ; спектральные характеристики отыскивались применительно к спектру в форме (5), рассчитанному при $u(T) = u_p = 10$ м/с. Из анализа кривых рис. 1 видно, что амплитуды моментной и токовой частотных характеристик АС генератора в существенной мере определяются жесткостью характеристики $M_e(s)$ и уменьшаются при снижении последней, как это имело место

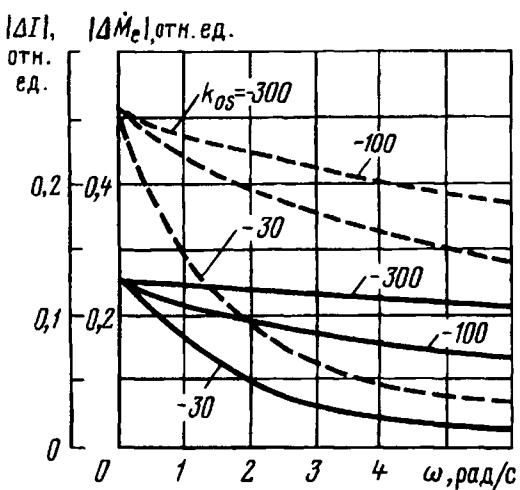


Рис. 1. Режимные амплитудно-частотные характеристики асинхронизированного синхронного ветроэлектрического генератора при различных k_{0s} и $\varphi = \text{const}$: — $|\Delta M_e|$; - - - $|\Delta I|$

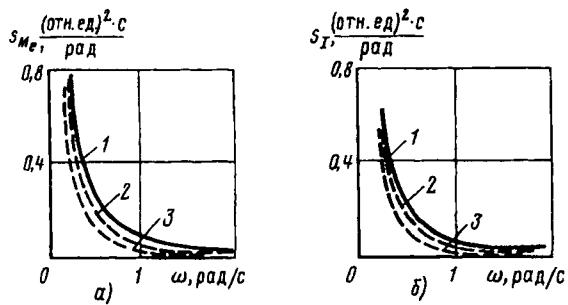


Рис. 2. Спектральная моментная (а) и токовая (б) характеристики АС генератора: 1 — $k_{0s} = -300$; 2 — $k_{0s} = -100$; 3 — $k_{0s} = -30$ ед. возбуждения/отн. ед. скольжения

для асинхронного ветроэлектрического генератора при увеличении критического скольжения s_{kp} и связанной с ним при прочих равных условиях крутизны моментно-скоростной характеристики [2]. Например, для частоты возмущающего воздействия $\omega = 2$ рад/с амплитуды $|\Delta M_e|$ при k_{0s} , равных -300; -100; -30 ед. возбуждения/отн. ед. скольжения составили соответственно 0,24; 0,19; 0,1 (рис. 2). Сказанное отразилось и на спектральных характеристиках электромагнитного момента S_{M_e} и тока S_I , приведенных на рис. 2. Из их анализа видно, что в спектрах S_{M_e} и S_I , как и для асинхронного генератора [2], преобладают низкие частоты, обусловленные большим удельным весом их в спектре скорости ветра. При малых $|k_{0s}|$ спектры S_{M_e} и S_I располагаются ниже, чем при больших значениях $|k_{0s}|$; соответственно меняются и приведенные в табл. 1 значения дисперсий и среднеквадратичных отклонений электромагнитного момента и тока.

Таблица 1

Коэффициент регулирования k_{0s} , ед. возбуждения/отн. ед. скольжения	Параметр			
	Дисперсия, (отн. ед.) ² · с/рад		Среднеквадратичное отклонение, отн. ед.	
	D_{M_e}	D_I	σ_{M_e}	σ_I
-30	0,10	0,08	0,31	0,28
-100	0,15	0,12	0,39	0,35
-300	0,19	0,14	0,43	0,37

Анализ данных таблицы показал, что при больших значениях $|k_{0s}|$ среднеквадратичные отклонения σ_{M_e} и σ_I АС генератора оказывались близкими к таковым для синхронного генератора при использовании на нем мероприятий по повышению демпфирования электромеханических колебаний [1]; при снижении $|k_{0s}|$ значения σ_{M_e} и σ_I АС генератора приближаются к соответствующим значениям для асинхронного генератора [2]. Таким образом, снижение в определенных пределах жесткости характеристики мощности АС генератора позволяет уменьшить значения среднеквадратичных отклонений его режимных параметров. Такая возможность открывается за счет лучшего (при меньших $|k_{0s}|$) подавления частот свыше 0,5 рад/с в спектрах S_{M_e} и S_I (рис. 2). Сказанное в полной мере подтверждают и временные возмущенные реакции (рис. 3) АС генератора на реализацию сильно порывистого ветра.

Анализ процессов показывает, что снижение $|k_{0s}|$ с 300 до 40 (в последнем случае крутизна моментно-скоростной характеристики АС генератора в точке исходного режима соответствует крутизне линеаризованной характеристики мощности асинхронного генератора в номинальном режиме при $s_{kp} = 0,1$) обуславливает заметное снижение пульсационных составляющих в отклонениях основных режимных параметров генератора. Если в первом случае ($|k_{0s}| = 300$) поведение АС генератора оказалось очень сходным с поведением синхронного генератора с улучшенными демпферными свойствами, для которого было характерно практическое совпадение временных реакций электромагнитного момента генератора и момента ветроколеса [1], то в случае $|k_{0s}| = 40$ характер режимных параметров АС генератора близок к таковому для асинхронного генератора [2]. При малых значениях $|k_{0s}|$ временные реакции режимных параметров АС генератора на реализацию сильно порывистого ветра претерпевают лишь медленные изменения, связанные с низкочастотными пульсациями скорости ветра.

Сообразно с этим возникает вопрос: какова эффективность регулирования ветроколеса для

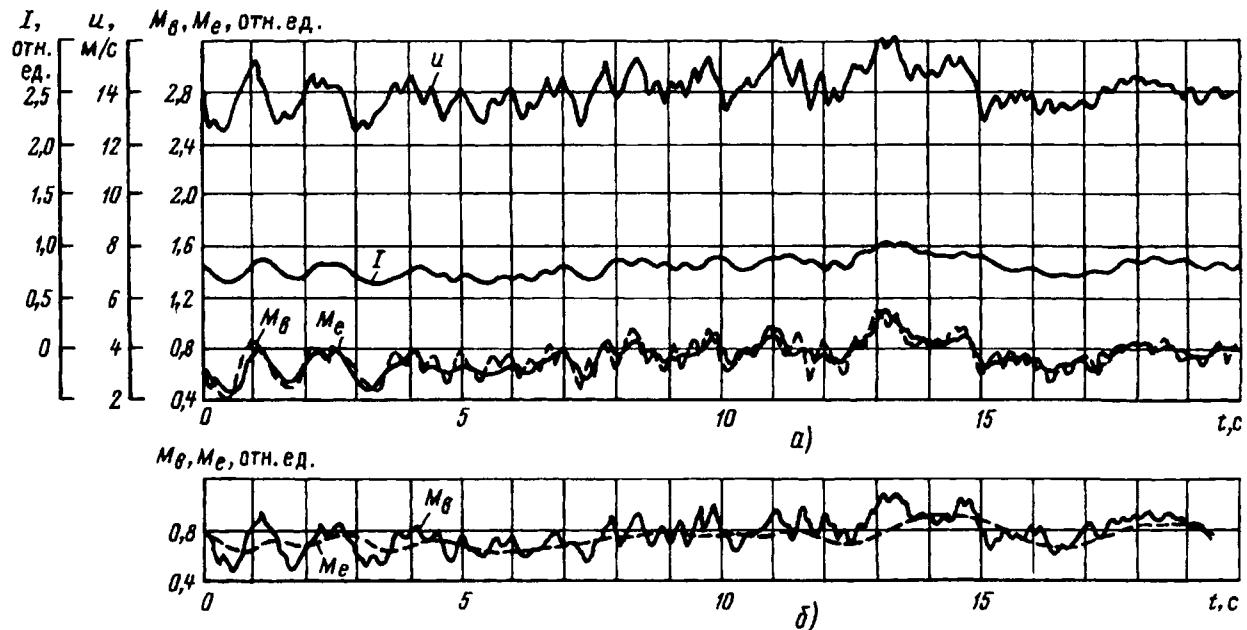


Рис. 3. Режим работы АС генератора в условиях порывистого ветра при $u(T)=u_0$; $\varphi_0=2^\circ=\text{const}$: а — $k_{0s}=-300$; б — $k_{0s}=-40$ ед. возвуждения/отн. ед. скольжения

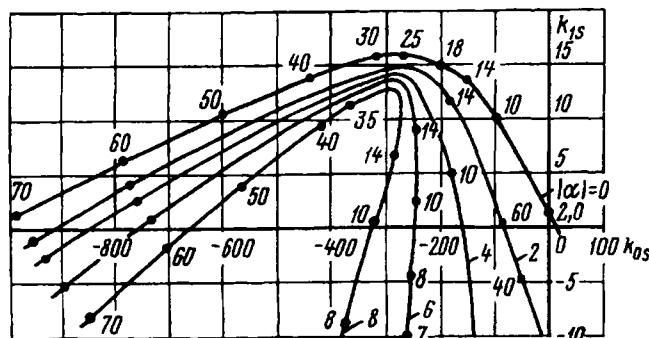


Рис. 4. Кривые D-разбиения плоскости k_{0s} , k_{1s} при $k_{\Delta P}=20$ град/отн. ед.; $T_s=0,2$ с [цифры на кривых означают частоты в рад/с; k_{0s} в ед. возвуждения XX/отн. ед. скольжения; k_{1s} в ед. возвуждения XX/(отн. ед. скольжения/с)]

подавления низкочастотных пульсаций режимных параметров АС генератора. На рис. 4 приводятся кривые D-разбиения, построенные в плоскости параметров регулирования по скольжению k_{0s} и его производной k_{1s} при регулировании ветроколеса по отклонению активной мощности генератора от исходного значения ΔP . Коэффициент усиления и время сервомотора задавались равными: $k_{\Delta P}=20$ град/отн. ед., $T_s=0,2$ с. Анализ кривых показывает, что степень затухания $|\alpha|$ маловозмущенного движения при значительных коэффициентах $|k_{0s}|$ находится на высоком уровне и, например, при $|k_{0s}|=100 \div 300$ и $k_{1s}=0$ лежит в диапазоне от 2,5 до 7,5 1/с. В то

же время при $|k_{0s}|=20 \div 50$, отвечающих малой жесткости моментно-скоростной характеристики АС генератора, степень затухания малых колебаний при регулировании момента ветроколеса по сигналу ΔP снижается, составляя $0,2 \div 1,0$ 1/с, т. е. примерно такое же значение, как и для асинхронного генератора при аналогичном регулировании момента ветроколеса.

В этой связи в условиях порывистого ветра возмущенные временные реакции режимных параметров АС генератора при невысоких значениях $|k_{0s}|$, как это имело место и в случае регулируемого асинхронного ветроэлектрического генератора, содержали слабозатухающую колебательную составляющую движения, отсутствующую при больших значениях $|k_{0s}|$. Сказанное наглядно иллюстрируется кривыми рис. 5, а, расчетанными при реализации сильного порывистого ветра. Из их рассмотрения следует, что несмотря на снижение амплитуд режимных параметров, связанных с медленными изменениями скорости ветра, во временных реакциях достаточно четко прослеживаются колебания с частотой 4,6 рад/с, заметно ухудшающие качество процесса в целом. С этой точки зрения более оптимальным, как и для асинхронного генератора, представляется управление моментом ветроколеса по сигналу ΔM_B [2]. Об этом можно судить по временным реакциям на реализацию сильно порывистого ветра режимных параметров (рис. 5, б), полученным при таком управлении (см. табл. 2).

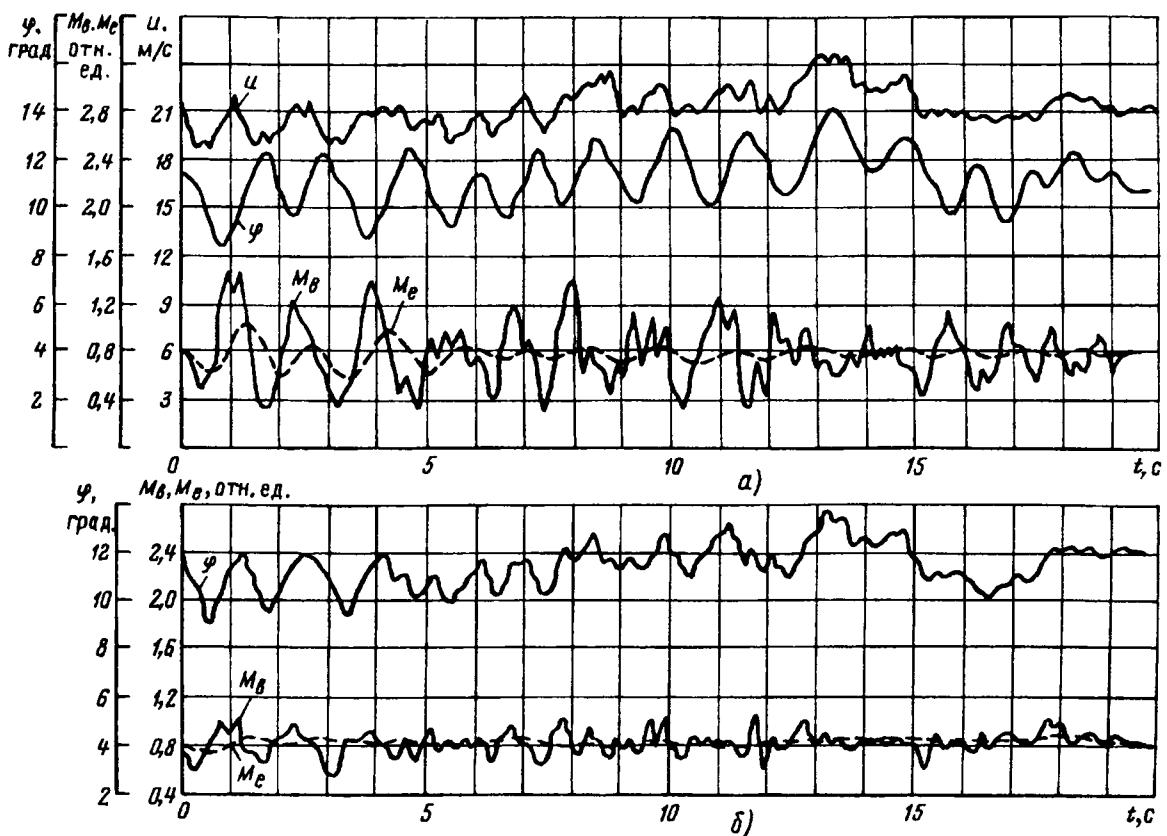


Рис. 5. Режим работы АС генератора в условиях порывистого ветра при $u(T) = 1,5u_p$ и регулировании момента ветроколеса: $a - k_{\Delta P} = 20$ град/отн. ед. мощности; $k_{0\delta} = -40$ ед. возбуждения/отн. ед. скольжения; $b - k_{\Delta M_B} = 20$ град./отн. ед. момента; $k_{0\delta} = -40$ ед. возбуждения/отн. ед. скольжения

Таблица 2

Коэффициент регулирования $k_{0\delta}$, ед. возбуждения/отн. ед. скольжения	Собственные значения линеаризованной системы уравнений машины при различных значениях T_f (с)		
	10	20	40
-30	$-35,3 \pm j 241,1$ $-36,7 \pm j 241,1$ $-2,74$	$-36,0 \pm j 241,1$ $-36,7 \pm j 241,1$ $-1,37$	$-36,3 \pm j 241,1$ $-36,7 \pm j 241,1$ $-0,69$
-100	$32,1 \pm j 240,7$ $-36,7 \pm j 241,1$ $-9,07$	$-34,4 \pm j 240,9$ $-36,7 \pm j 241,1$ $-4,51$	$-35,5 \pm j 241,0$ $-36,7 \pm j 241,1$ $-2,25$
-300	$-21,1 \pm j 240,2$ $-36,7 \pm j 241,1$ $-27,4$	$-29,9 \pm j 240,5$ $-36,7 \pm j 241,1$ $-13,6$	$-33,3 \pm j 240,7$ $-36,7 \pm j 241,1$ $-6,76$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пинегин А.Л., Рагозин А.А. Режимы работы синхронного ветроэлектрического генератора в энергосистеме. — Электричество, 1994, № 5.
2. Рагозин А.А., Пинегин А.Л. Сопоставительный анализ условий работы асинхронных и синхронных ветроэлектрических генераторов в энергосистеме. — Электричество, 1996, № 2.
3. Иванов В.Н. К вопросу о числе превышений заданного уровня пульсационной скорости ветра. — Тр. ин-та экспериментальной метеорологии, 1972, вып. 27.
4. Ветроэнергетика / Под ред. Д. Рензо: Пер. с англ. под ред. Я.И. Шеффера. — М.: Энергоатомиздат, 1982.
5. Методика, алгоритм и программа для ЦВМ и некоторые результаты расчетов динамической устойчивости сложных электрических систем, содержащих асинхронизи-

рованные синхронные машины / Ю.П. Горюнов, А.А. Рагозин, О.Н. Филичев, Ю.Г. Шакарян. — Изв. вузов. Энергетика, 1975, № 10.

6. Рагозин А.А., Пинегин А.Л. Динамические отклонения режимных параметров ветроэнергетических агрегатов различного типа при экстремальных порывах ветра. Деп. рукопись. — М.: Информэнерго, 1991, № 3287 эн. 91.

7. Рагозин А.А., Пинегин А.Л., Минин В.А. Учет порывистости ветра при исследовании режимов работы ветроэнергетических агрегатов. Деп. рукопись. — М.: Информэнерго, 1988, № 2790 эн.

{05.03.96}

Авторы: Рагозин Александр Афанасьевич окончил энергетический факультет Политехнического института в Душанбе в 1961 г. В 1967 г. защитил кандидатскую диссертацию по специальности «Электрические станции (электрическая часть), сети, электрические системы и управление ими» в Ленинградском политехническом институте (ныне Санкт-Петербургский государственный технический университет — СПбГТУ). Ведущий научный сотрудник кафедры «Электрические системы и сети» СПбГТУ.

Пинегин Андрей Львович окончил электротехнический факультет Кировского политехнического института в 1982 г. В 1988 г. защитил кандидатскую диссертацию по специальности «Электрические станции (электрическая часть), сети, электрические системы и управление ими» в СПбГТУ. Старший преподаватель кафедры электроснабжения Северо-Западного заочного политехнического института.

О «приведении к норме» изоляции кабельных линий высокого напряжения

КАДОМСКАЯ К.П.

На основе анализа грозовых перенапряжений в схеме воздушная линия — подземная линия высокого напряжения показано, что при установке нелинейных ограничителей в начале и конце подземной линии габариты изоляции этой линии разных конструкций (маслонаполненных кабелей, кабелей с пластмассовой изоляцией и газоизолированных линий) 110—500 кВ могут выбираться лишь на основе обеспечения приемлемой рабочей напряженности электрического поля.

Ключевые слова: подземные линии высокого напряжения, грозовые перенапряжения, изоляция, рабочая напряженность электрического поля, исследование

В [1] впервые показано, что изоляция воздушных линий (ВЛ) электропередачи и внешняя изоляция открытых распределительных устройств высокого напряжения может и должна определяться преимущественно нормальным эксплуатационным режимом. Эта идея была развита в [2], в том числе и применительно к изоляции силовых трансформаторов высокого напряжения. В [3], посвященной выбору новых конструктивных решений для ВЛ СВН и УВН постоянного тока, также указывается, что изоляция этих ВЛ выбирается исключительно по рабочему напряжению, т.е. приводится к «норме». Практическая реализация выбора изоляции, исходя из надежной ее эксплуатации в нормальном эксплуатационном режиме, кратко названная в послесловии к книге [1] ее редактором Н.Н. Щедриным «приведением изоляции к норме», стала возможной при внедрении в электроэнергетику аппаратов для глубокого ограничения перенапряжений на основе оксидно-цинковых варисторов — нелинейных ограничителей перенапряжений (ОПН).

В статье сделана попытка анализа возможности приведения к «норме» «главной» коаксиальной изоляции подводных линий высокого напряжения. Рассмотрение типовых схем использования подземных линий 110—500 кВ показало, что из-за их малой протяженности определяющими перенапряжениями являются грозовые. Следовательно, поставленная в статье проблема может быть сведена к решению следующих задач:

анализу допустимой рабочей напряженности в коаксиальной изоляции КЛ, исходя из необходимости обеспечения приемлемого срока ее службы;

анализу типовых схем использования подземных линий высокого напряжения с целью выявления схем, в которых на изоляции линий

On the basis of an analysis of lightning overvoltages in a circuit overhead line — high-voltage underground line it is shown that when installing non-linear limiters at the beginning and at the end of 100—500 kV underground transmission line dimensions of an insulation of such a line of various constructions (oil-filled cables, polyethylene-insulated cables, gas-insulated lines) can be chosen only on the basis of ensuring an acceptable operating electric field intensity.

Key words: high voltage underground line, lightning overvoltage, insulation, operating electric field intensity investigation

в процессе их эксплуатации возникают наибольшие уровни перенапряжений;

анализу грозовых перенапряжений в расчетных схемах при условии их глубокого ограничения;

оценке возможности приведения к «норме» изоляции подземных линий.

Исследования проводились применительно к маслонаполненным кабелям (МНК), кабелям с пластмассовой изоляцией (КПИ) и газоизолированным линиям (ГИЛ).

Допустимая рабочая напряженность в подземных линиях различной конструкции. Маслонаполненные кабели. Выбор рабочих напряженностей исходя из воздействия длительно действующего рабочего напряжения в первую очередь определяется процессами старения изоляции. Причиной электрического старения бумажно-масляной изоляции могут быть частичные разряды, разложение молекул масла и бумаги в результате ионизации и электрохимических процессов. На основе большого количества экспериментов в [4] показано, что рабочие напряженности кабелей низкого и высокого давления могут быть приняты равными 12 и 18 кВ/мм соответственно. В этой же работе было показано, что импульсная допустимая напряженность электрического поля может быть принята равной 96 кВ/мм. Приведенные соотношения при учете условия, содержащегося в [5]: $U_{\text{доп.имп}} = U_{\text{пред.имп}}/1,2$, позволяют наметить следующие допустимые уровни грозовых перенапряжений: 375 кВ ($4,18U_{\text{фм}}$), 750 кВ ($4,18U_{\text{фм}}$) и 1440 кВ ($3,53U_{\text{фм}}$) для КЛ 110, 220 и 500 кВ соответственно.

Кабели с пластмассовой изоляцией. Вопросы старения при эксплуатации полиэтиленовой изоляции в настоящее время изучены меньше, чем

для бумажно-масляной изоляции. Поэтому в разработанных отечественной промышленностью кабелях 110 и 220 кВ уровни рабочих напряженностей относительно невелики (7–9 кВ/мм). Однако в [6], например, указывается, что рабочая напряженность кабеля с изоляцией из сшитого полиэтилена может быть принята равной 15 кВ/мм, т.е. примерно такой же, как и для кабелей с бумажно-масляной изоляцией. Допустимая напряженность электрического поля при импульсных воздействиях превышает рабочую напряженность также в 5–7 раз. Приведенные данные позволяют заключить, что допустимые уровни грозовых перенапряжений для кабелей с пластмассовой изоляцией могут быть приняты теми же, что и для маслонаполненных кабелей соответствующих классов напряжения.

Газоизолированные линии. Допустимая рабочая напряженность в изоляционной среде ГИЛ в основном зависит от материала и конфигурации диэлектрических распорок, характеризующихся существенно большей диэлектрической проницаемостью, чем элегаз. Так, прочность технического элегаза в равномерном поле при давлении 0,3 МПа составляет согласно [7] в случае алюминиевых электродов примерно 15 кВ/мм, тогда как в реальных конструкциях ГИЛ с диэлектрическими распорками эта напряженность близка к 3 кВ/мм. Следует, однако, отметить, что разброс пробивных напряжений в конструкциях с распорками меньше, чем у однородного технического элегаза. В настоящее время многими зарубежными компаниями ведутся работы по повышению рабочей напряженности в изоляционной среде ГИЛ. Так, например, в [8] указывается, что рабочая напряженность может быть повышена, если конструкция распорки будет обеспечивать развитие разряда не по ее поверхности, а в среде элегаза. В той же статье показано, что использование распорки достаточно сложного профиля («composite profil cone spacer») позволяет повысить рабочую напряженность в ГИЛ до 5 кВ/мм. Согласно [8] допустимая импульсная напряженность лежит в диапазоне 10–13 кВ/мм, т.е. превышает рабочую напряженность примерно в 2,7–3,5 раза.

Произведенный анализ допустимых уровней напряженности электрического поля при импульсных воздействиях и соответственно уровней допустимых грозовых перенапряжений показывает, что проблема «приведения изоляции КЛ к норме» может быть разрешена путем применения глубокого ограничения перенапряжений с помощью аппаратов, в настоящее время применяемых для защиты ВЛ. Результаты исследования эффективности такой защиты изоляции кабельных линий (КЛ) с учетом токовых нагрузок аппаратов при-

водятся далее.

Анализ грозовых перенапряжений в типовых схемах использования подземных линий. Подземные линии электропередачи могут быть связаны с воздушными линиями, поражаемыми прямыми ударами молний, либо непосредственно, либо через трансформаторы. Наибольшие грозовые перенапряжения возникают при непосредственной связи ВЛ с КЛ, т.е. в комбинированной электропередаче, когда на части трассы энергия передается по ВЛ, а на другой части трассы — по подземным линиям (рис. 1,а). Анализ пропускных способностей ВЛ и КЛ различных классов напряжения показывает, что на напряжениях 110 и 220 кВ пропускные способности ВЛ и КЛ одинаковых сечений проводов и жил оказываются соизмеримыми, ВЛ же 500 кВ имеет пропускную способность, примерно вдвое большую, чем пропускная способность КЛ на основе маслонаполненных кабелей или кабелей с пластмассовой изоляцией. Поэтому, начиная с класса 500 кВ, электропередачу в системе по рис. 1 целесообразно осуществлять на основе ГИЛ.

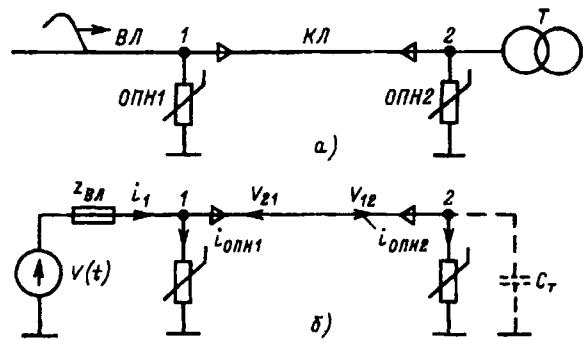


Рис. 1. Принципиальная (а) и расчетная (б) схемы электропередачи

Параметры грозовых волн, действующих на изоляцию КЛ, являются случайными, так как связаны со случайными параметрами волны тока молнии на проводе ВЛ в месте ее удара. На проводе ВЛ возникают два типа волн: полные (в месте удара молнии не произошло перекрытия линейной изоляции) и срезанные (рис. 2). Тип воздействующей на кабельную линию волны напряжения определяется пересечением исходной волны на проводе

$$u_B(t) = U(e^{-\delta t} - e^{-\beta t}) \quad (1)$$

с вольт-секундной характеристикой линейной изоляции

$$U_{\text{всx}} = U_{10}^{(-)} \sqrt{1 + g\tau_{\phi}} \cdot \cdot \cdot \quad (2)$$

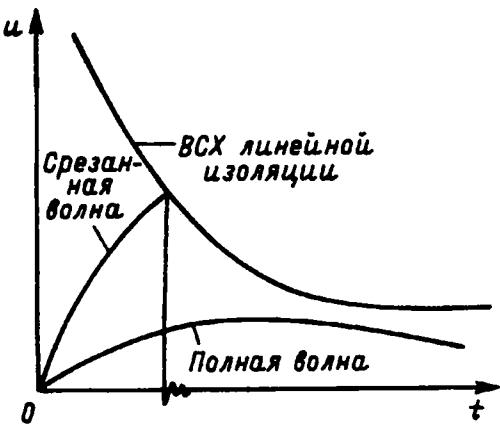


Рис. 2. К определению форм волн, набегающих на подземную линию

Здесь $U = U_B e^{\delta \tau_\phi}$; $U_B = \frac{1}{2} I_M Z_{\text{ф.вл}}$; $\beta \approx 5 \tau_\phi$; $\delta = -\lg 0,5 / (\tau_B - \tau_\phi)$; I_M — амплитуда волны тока молний; $Z_{\text{ф.вл}}$ — волновое сопротивление ВЛ при возникновении волны на одной фазе; $U_{10}^{(-)}$ — разрядное напряжение линейной изоляции при воздействии волны отрицательной полярности, равное примерно 50%-му разрядному напряжению (700, 1200 и 2430 кВ соответственно для ВЛ 110, 220 и 500 кВ); g — параметр вольт-секундной характеристики линейной изоляции (2,88; 2,22 и 1,23 для ВЛ 110, 220 и 500 кВ).

Анализ параметров грозовых волн, действующих на изоляцию КЛ, производился в соответствии с планом вычислительного эксперимента в виде ортогонального композиционного плана, основанного на полном факторном эксперименте (ПФЭ). В качестве функциональной связи между уровнями неограниченных перенапряжений или максимумами токов через ОПН и случайными факторами — амплитудой и крутизной волны тока молний принимался полный квадратичный полином вида

$$Y = b_0 + b_1 X_1 + b_2 X_2 + b_3 X_1^2 + b_4 X_2^2 + b_5 X_1 X_2. \quad (3)$$

Амплитуда (I_M) и крутизна (I_M') волны тока

молний принимались распределенными по логарифмически нормальному закону, при этом минимальные и максимальные значения этих факторов в плане эксперимента отвечали вероятностям: $P(X < x_{\min}) = 0,05$, $P(X > x_{\max}) = 0,05$. Числовые характеристики I_M и I_M' , определенные по выражению

$$\sigma_{sX} = \exp \left(sm_{\ln X} + \frac{s^2}{2} \sigma_{\ln X}^2 \right), \quad (4)$$

даны в табл. 1.

Таблица 1

Параметр	Значения параметра для	
	I_M	I_M'
x_{\min}	11 кА	5 кА/мкс
x_{\max}	84 кА	34 кА/мкс
$M[X] = \alpha_1$	36,7 кА	15,1 кА/мкс
σ_X	25,2 кА	9,9 кА/мкс
$M[X^2] = \alpha_2$	1977,9 кА ²	324,9 (кА/мкс) ²
$M[X^3] = \alpha_3$	167153,5 кА ³	10032,7 (кА/мкс) ³
$M[X^4] = \alpha_4$	18385484 кА ⁴	443480 (кА/мкс) ⁴

Характеристики волн тока молний в месте удара молнии в ВЛ и волн напряжения, набегающих на кабельную линию, в точках плана эксперимента приведены в табл. 2.

Выбор расчетной длины линии определяется условиями, при которых перенапряжения на изоляции КЛ будут наибольшими как при воздействии срезанных, так и при воздействии полных волн. Условием, при котором максимумы перенапряжений могут оцениваться при воздействии срезанных волн без учета отражений от противоположного конца КЛ, является следующее: $\tau_{\text{ср}} < 2\tau_{\text{кл}}$. Если ориентироваться на ГИЛ, в которых скорость движения волны равна 300 м/мкс, и на максимальную длину фронта срезанной волны $\tau_{\text{ср}} = 1,24$ мкс (табл. 2), то приведенное условие будет соблюдаться при длинах КЛ, превышающих 187 м. При этом максимумы перенапряжений в начале и конце КЛ могут

Таблица 2

Точка плана эксперимента	Параметр волн тока и напряжения (линии 110, 220, 500 кВ)													
	I_M , кА	I_M' , кА/мкс	Перенапряжение, кВ						Длина фронта, мкс					
			$U_{\text{в.ср}}$			$U_{\text{в.п}}$			$\tau_{\text{ср}}$			$\tau_{\text{п}}$		
			110	220	500	220	500	110	220	500	220	500		
1	84	34	3761	4824	5750	—	2231	1732	0,11	0,16	0,29	—	0,32	0,32
2	11	34	3412	—	—	2231	1732	0,35	—	—	—	0,32	0,32	
3	84	5	2808	3500	4825	—	—	0,39	0,56	1,10	—	—	—	
4	11	5	1773	1673	—	—	1732	0,56	1,10	—	—	—	2,2	
5	84	19,5	3342	4183	5323	—	—	0,16	0,23	0,42	—	—	—	
6	11	19,5	2270	—	—	2281	1732	0,31	—	—	2,2	—	5,6	
7	47,5	34	3598	4561	5453	—	—	0,42	0,17	0,36	—	—	—	
8	47,5	5	2264	2961	4041	—	—	0,40	0,59	1,24	—	—	—	
9	47,5	19,5	3089	3942	4883	—	—	0,17	0,24	0,49	—	—	—	

быть оценены по выражениям:

$$U_{m\text{h}} = 2V_m \mu_{\text{вл-кл}} \mu_{\text{кл-вл}}; \quad U_{m\text{k}} = 2V_m \mu_{\text{вл-кл}}, \quad (5)$$

где

$$V_m = 2U_{B\text{ср}}; \quad \mu_{\text{вл-кл}} = \frac{Z_{\text{кл}}}{Z_{\text{вл}} + Z_{\text{кл}}}; \quad \mu_{\text{кл-вл}} = \frac{Z_{\text{кл}}}{Z_{\text{вл}} + Z_{\text{кл}}}.$$

В случае же воздействия полной волны максимумы перенапряжений на изоляции КЛ при замещении КЛ в виде сосредоточенной емкости могут быть приближенно оценены по выражениям:

$$U_{m\text{пп}} = V \frac{z}{z-1} \left(e^{-\frac{\ln z}{z-1}} - e^{\frac{-z \ln z}{z-1}} \right), \quad (6)$$

где $V=2U$; $z=\delta/\gamma$; $\delta=1/Z_{\text{вл}} C_{\text{кл}}$; $C_{\text{кл}}=C_{\text{кл.пог}} l_{\text{кл}}$; $C_{\text{кл.пог}}=1/Z_{\text{кл}} V_{\text{кл}}$.

Из выражения (6) видно, что относительный уровень перенапряжений ($U_{m\text{пп}}/V$) зависит лишь от параметра $z=\delta/\gamma$: чем больше это отношение, тем уровень перенапряжений выше. Это отношение обратно пропорционально постоянной времени заряда емкости КЛ $T_{\text{кл}}=1/\delta$. Следовательно, уровень перенапряжений при воздействии полной волны уменьшается с увеличением длины КЛ, поэтому при исследованиях принималась относительно небольшая длина КЛ: $l_{\text{кл}}=1,5$ км.

Математическая модель процессов. Расчетная схема для анализа неограниченных и ограниченных перенапряжений приведена на рис. 1,6. Уравнения, описывающие переходные процессы в этой схеме:

узел 1

$$\left. \begin{aligned} & \left(1 + \frac{Z_{\text{кл}}}{Z_{\text{вл}}} \right) u_1(t) + Z_{\text{кл}} B_1 u_1^{1/\alpha}(t) - V_{21}(t) - \\ & - \frac{Z_{\text{кл}}}{Z_{\text{вл}}} V(t) = 0; \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$i_{\text{опн1}}(t) = B_1 u_1^{1/\alpha}(t); \quad W_{12}(t) = 2u_1(t) - V_{21}(t);$$

узел 2

$$\left. \begin{aligned} & u_2(t) + Z_{\text{кл}} B_2 u_2^{1/\alpha}(t) - V_{12}(t) = 0; \\ & i_{\text{опн2}}(t) = B_2 u_2^{1/\alpha}(t); \quad W_{21}(t) = 2u_2(t) - V_{12}(t); \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

кабельная линия

$$V_{12}(t) = W_{12}(t - \tau_{\text{кл}}); \quad V_{21}(t) = W_{21}(t - \tau_{\text{кл}}). \quad (9)$$

Параметры ВЛ, КЛ, ГИЛ и нелинейных ограничителей перенапряжений, принятые при проведении исследований, приведены далее:

$Z_{\text{вл}}$, Ом $Z_{\text{кл}}$, Ом $V_{\text{к.}}$ м/мкс $U_{\text{o.опн.}}$ кВ $I_{\text{o.опн.}}$ кА
110 220 500 МНК КПИ ГИЛ МНК КПИ ГИЛ 110 220 500 110 220 500
440 415 315 30 20 60 160 190 300 250 460 920 5 5 10

Расчеты неограниченных перенапряжений,

произведенные в точках плана, позволили получить регрессионные полиномы вида (1) для всех рассматриваемых типов кабельных линий и классов напряжения. Полученные функциональные связи между уровнями неограниченных перенапряжений и случайными факторами I_m и I'_m , законы распределения которых известны, позволяют получить моменты кратностей неограниченных перенапряжений и их законы распределения. Анализ показал, что эти кратности (так же, как и максимумы токов через ограничители) подчинены, как правило, четырехпараметрическому β -распределению (закону Пирсона первого типа) для величины Z , меняющейся в диапазоне от 0 до 1:

$$F_Z(z) = B_Z(\psi, \eta)/B(\psi, \eta), \quad (10)$$

где $B(\psi, \eta)$ и $B_Z(\psi, \eta)$ — полная и неполная β -функции.

Величина Z связана с функциями отклика соотношением

$$Z = \frac{Y - y_{\min}}{y_{\max} - y_{\min}}, \quad (11)$$

причем

$$M[Z] = \frac{M[Y] - y_{\min}}{y_{\max} - y_{\min}}, \quad D[Z] = \frac{D[Y]}{(y_{\max} - y_{\min})^2}.$$

Значения характеристик неограниченных перенапряжений в конце КЛ и ПИ, а также кратности перенапряжений, вероятность превышения которых составляет 0,05 ($U_{2m}(0,05)$), приведены в табл. 3.

Таблица 3

Линия	Значения характеристик неограниченных перенапряжений				Вероятность превышения уровнями неограниченных перенапряжений допустимых для изоляции уровней
	$M[U_{2m}]$	$\sigma[U_{2m}]$	$U_{2m\max}$	$U_{2m}(0,05)$	
МНК-110	644	125	960	850	1,0
КПИ-110	466	83	709	680	1,0
МНК-220	1002	421	1461	1420	0,5
МНК-500	1238	107	1541	1420	0,5
ГИЛ-500	2589	428	3537	3375	1,0

Поскольку максимальные перенапряжения возникают в конце КЛ, то в качестве допустимого уровня импульсных перенапряжений принимался уровень, допустимый для изоляции силового трансформатора при воздействии срезанных и полных волн, так как этот уровень ниже импульсной электрической прочности кабельных

линий. Приведенные в табл. 3 результаты убедительно иллюстрируют необходимость защиты изоляции КЛ и понизительных трансформаторов от грозовых перенапряжений.

Схема защиты КЛ от грозовых перенапряжений и токовые нагрузки ОПН. Рассматривались установки ОПН на ВЛ в месте сопряжения ВЛ и КЛ, т.е. в начале КЛ, а также в начале и конце КЛ, т.е. у понизительного трансформатора. Анализ перенапряжений при установке ОПН лишь в начале КЛ показал, что почти во всех точках плана перенапряжения на незащищенным конце КЛ превышают допустимые уровни, т.е. ОПН необходимо устанавливать на обоих концах КЛ.

Результаты расчетов при установке ОПН по обоим концам КЛ приведены в табл. 4. В табл. 4 даны токовые нагрузки в ОПН, устанавливаемых в начале (числитель) и конце (знаменатель) КЛ, а также отношения уровней ограниченных перенапряжений к допустимым импульсным напряжениям для изоляции КЛ и понизительных трансформаторов.

Таблица 4

Линия	Токовые нагрузки (кА) и относительные уровни ограниченных перенапряжений				
	$I_{\text{опн}} (0,05)$	$M[I_{\text{опн}}]$	$\frac{\sigma[I_{\text{опн}}]}{M[I_{\text{опн}}]}$	$I_{\text{опнmax}}$	$\frac{U_{\text{опнmax}}}{U_{\text{доп.имп}}}$
МНК-110	5,27/7,48	2,34/6,21	0,42/0,79	5,38/7,48	0,68/0,73
КПИ-110	1,64/7,37	0,84/4,91	0,51/0,36	1,68/7,48	0,54/0,73
МНК-220	6,0/11,6	2,96/7,44	0,53/0,30	7,30/12,6	0,71/0,71
ГИЛ-500	15,9/5,7	8,5/10,3	0,49/0,68	16,6/16,6	0,71/0,74

Из приведенных данных табл. 4 видно, что токовые нагрузки в ОПН находятся в допустимых пределах, а максимальные перенапряжения не превышают 70% допустимых импульсных уровней для изоляции КЛ, ГИЛ и понизительного трансформатора.

Выводы. 1. При непосредственной связи воздушных и подземных линий уровни неограниченных грозовых перенапряжений с вероятностью, близкой к единице, превышают уровни допустимой импульсной прочности как изоляции КЛ, так и изоляции понизительных трансформаторов, включенных к концу КЛ.

2. Установка нелинейных ограничителей перенапряжений лишь на ВЛ в месте ее сопряжения с КЛ или с ГИЛ не позволяет обеспечить надежную эксплуатацию как изоляции по всей ее длине, так и изоляции понизительного трансформатора.

3. Как уровни неограниченных перенапряжений, так и токовые нагрузки в ОПН, подчинены

β-распределению при левой скошенности этого закона. Последнее обстоятельство позволяет при координации характеристик защитных аппаратов с уровнями неограниченных перенапряжений и импульсными допустимыми уровнями изоляции подземных линий и трансформаторов ориентироваться на максимально возможные перенапряжения.

4. При установке ограничителей перенапряжений как на ВЛ в месте сопряжения ВЛ с КЛ или ГИЛ, так и у понизительного трансформатора, напряжение на изоляции подземной линии и трансформаторов классов 110—500 кВ не превышает $0,7 U_{\text{имп.доп}}$.

5. Приведенная система защиты системы ВЛ—подземная линия—трансформатор позволяет привести к «норме» изоляцию подземных линий классов 110—500 кВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артемьев Д.Е., Тиходеев Н.Н., Шур С.С. Координация изоляции линий электропередачи. — М.; Л.: Энергия, 1966.

2. Тиходеев Н.Н., Шур С.С. О «приведении к норме» изоляции воздушных линий и аппаратов высших классов напряжения. — Труды НИИ пост. тока. — Передача энергии постоянным и переменным током. — Л.: Энергия, 1971, № 17.

3. Тиходеев Н.Н. Выбор расщепленных проводов, типа опор и их основных габаритов для воздушных линий постоянного тока сверх- и ультравысокого напряжения. — Изв. АН Энергетика, 1995, № 5.

4. Выбор рабочих и испытательных напряжений электрического поля для маслонаполненных кабелей высокого напряжения / С.Е. Глейзер, Д.А. Голдобин, К.П. Кадомская и др. — Электротехника, 1984, № 12.

5. ГОСТ 16441—78 (взамен ГОСТ 16441—70). Кабели маслонаполненные на переменное напряжение 110—500 кВ. Технические условия. — М.: Госкомстандарт, 1978.

6. Вун и др. Разработка и результаты испытаний кабелей сверхвысокого напряжения с изоляцией из сшитого полизитилена в Нидерландах. — В кн.: Энергетика за рубежом. Кабели высокого напряжения, электроизоляционные материалы (переводы докладов СИГРЭ-84). — М.: Энергоатомиздат, 1986.

7. Полтев А.И. Конструкция и расчет элегазовых аппаратов высокого напряжения. — Л.: Энергия, 1979.

8. Trinh B.G., Cartuy N., Claire V. Influence of an insulated spacer on the V-t characteristics of coaxial gas-insulated cable. Part 1. Study on a reduced-scale coaxial conductor. — IEEE Trans. on Power delivery, 1988, vol. 3, No 1.

[12.08.97]

Автор: Кадомская Кира Пантелеймоновна окончила электромеханический факультет Ленинградского политехнического института (ЛПИ) в 1950 г. В 1972 г. защитила докторскую диссертацию по теме «Исследование внутренних перенапряжений в электрических сетях высших классов напряжения и оптимизация мер их ограничения» в ЛПИ. Профессор кафедры «Техника и электрофизика высоких напряжений» Новосибирского государственного технического университета.

Система тягового энергоснабжения с экранирующим проводом и отсоединенными от рельсов опорами контактной сети

КОНЧА А.А., КОСАРЕВ А.Б.

Изложен матричный метод расчета многопроводной тяговой сети двухпутного участка, основанный на теории многополюсников, проведен анализ результатов расчета токораспределения по элементам цепи обратного тока и потенциалов цепи обратного тока при коротких замыканиях. На основе вероятностной модели оценки условий электробезопасности у опор контактной сети обоснована возможность отсоединения опор от рельсов и их заземления на экранирующий провод.

Ключевые слова: тяговые сети переменного тока, экранирующий провод, заземление опор, матричный метод расчета, вероятностные модели

Улучшение эксплуатационных и технико-экономических показателей работы систем электроснабжения при усилении тяговой сети является одной из основных задач железнодорожного транспорта. В связи с этим на переменном токе используется система с экранированным усиливающим проводом (ЭУП), эксплуатация которой выявила эффективность усиления тяговой сети при росте грузонапряженности и скоростей движения. Система с ЭУП имеет два основных достоинства: улучшает экономические показатели за счет снижения сопротивления тяговой сети (включение усиливающих и экранирующих проводов) и уменьшает, хотя не в такой большой степени как при использовании отсасывающих трансформаторов, электромагнитное влияние на смежные линии связи и коммуникации. Внедрение системы с ЭУП осложнено необходимостью расположения на опорах контактной сети наряду с самой контактной подвеской, проводами системы «два провода — рельс» (ДПР), тросом группового заземления (ТГЗ), волноводом, низковольтными проводами, также дополнительных усиливающих и экранирующих проводов. Расположение на опорах дополнительных проводов приводит к увеличению нагрузок на опоры, усложняет в целом эксплуатацию контактной сети.

Исследования способов повышения эффективности тяговой сети с ЭУП при решении задач технико-экономических показателей систем тягового электроснабжения, а также поиск возможностей совмещения функций некоторых проводов в одном проводе привели к разработке системы с «отсоединенными» от рельсов опорами, в которой экранирующий провод (ЭП) используется в качестве троса группового заземления.

В тяговой сети с отсоединенными от рельсов

The paper considers a matrix method for calculating a power supply multiple-conductor traction system of a two-track section based on multiport circuit theory. An analysis of calculating return current potentials under short-circuit and current distribution between return current circuit elements is carried out. On the basis of probability model for evaluating electrical safety conditions at contact line supports a possibility of disconnecting supports from rails and earthing on a return conductor is substantiated.

Key words: power supply traction system, return conductor, earthing of supports, matrix calculation method, probability model

опорами ЭП подвешивается неизолированно от отсасывающего провода. Отсасывающий провод, выполняя функции ТГЗ опор контактной сети, выполняет и функции экранирующего провода системы тягового электроснабжения с ЭУП. Однако согласно требованиям «Правил защиты устройств проводной связи и проводного вещания от влияния тяговых сетей электрифицированных железных дорог переменного тока» длина троса группового заземления нормируется по условиям надежной работы токовых защит тяговой сети и требованиям обеспечения условий электробезопасности у опор контактной сети. Поэтому для обоснования использования ЭП в качестве ТГЗ необходимо рассмотреть вопросы электробезопасности у опор контактной сети в нормальном и аварийном режимах работы тяговой сети, а также вопросы термоустойчивости фундаментов опор.

Схема замещения тяговой сети двухпутного участка с ЭУП, когда ЭП соединен через сопротивление растеканию фундамента опоры с землей, приведена на рис. 1; здесь ЭК1 и ЭК2 — контактные подвески первого и второго путей; УП1, ЭП1 и УП2, ЭП2 — усиливающие и экранирующие провода первого и второго путей; ЭР1 и ЭР2 — рельсовые цепи первого и второго путей; ЛС — линия связи; z_{tr1} и z_{tr2} — полные сопротивления тяговых подстанций с учетом сопротивления системы внешнего электроснабжения; E_1 и E_2 — напряжения холостого хода на шинах тяговых подстанций, определяемые с учетом падения напряжения в тяговых трансформаторах от тяговых нагрузок смежных фидерных зон; z_p — продольное сопротивление одного километра рельсов; R_p — переходное сопротивление одного километра контура «рельс —

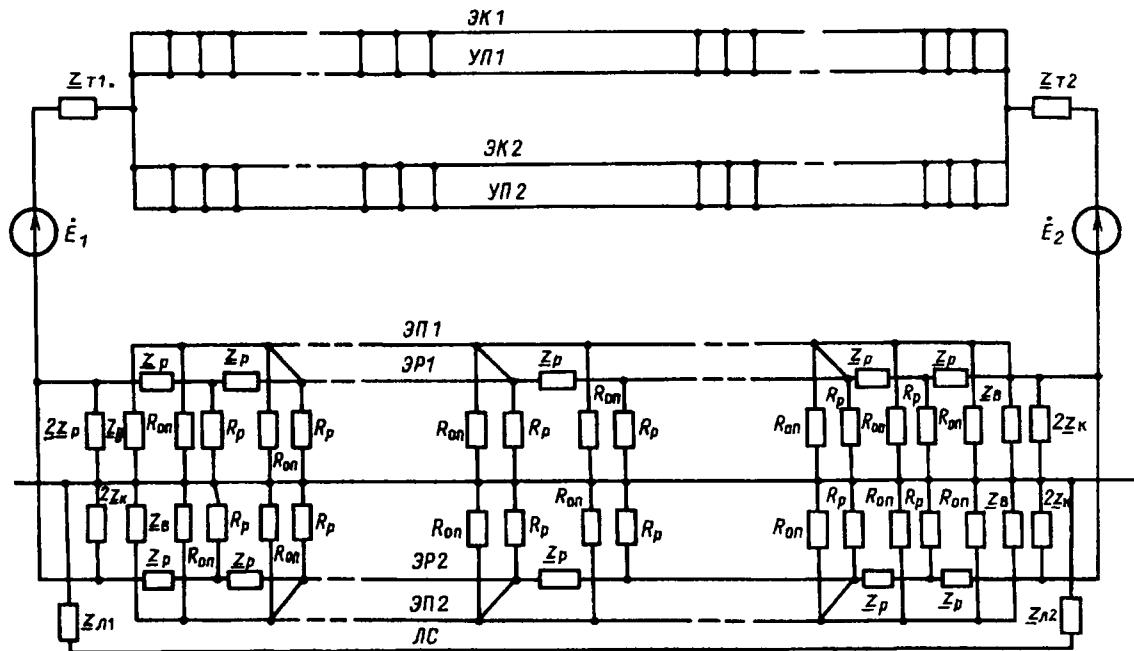


Рис. 1. Схема замещения тяговой сети двухпутного участка с ЭУП и отсоединенными от рельсов опорами

сы—земля»; R_0 — сопротивление растеканию фундамента опоры; Z_b — волновое сопротивление рельсового пути; Z_k — сопротивление контура заземления тяговой подстанции и Z_{L1} и Z_{L2} — сопротивления заземления линии связи.

Представим схему замещения участка тяговой сети между двумя соседними опорами в виде двадцатиполюсника (рис. 2). Через сопротивления $Z_1, Z_2, Z_3, Z_4, Z_5, Z_6, Z_7, Z_8, Z_9$ обозначены соответственно сопротивления контуров «контактная подвеска первого пути — земля», «контактная подвеска второго пути—земля», «УП первого пути—земля», «УП второго пути—земля», «ЭП первого пути—земля», «ЭП второго пути—земля», «рельсы первого пути—земля», «рельсы второго пути—земля» и «линия связи—земля». Через сопротивления $Z_{12}, Z_{13}, \dots, Z_{78}, Z_{79}, Z_{89}$ (они на рис. 2 не показаны) обозначены

сопротивления взаимоиндукции между соответствующими контурами. Проводимости g_p и g_0 учитывают соответственно распределенное по длине переходное сопротивление «рельсы—земля» и сопротивление растеканию фундамента опоры:

$$g_p = 1/2R_p; \quad (1)$$

$$g_0 = 1/2R_0. \quad (2)$$

Наиболее полно картину токораспределения в системе при всех видах неоднородностей, различных вариантах включения усиливающих и экранирующих проводов, а также при разнообразных электрических схемах и аварийных режимах тяговой сети позволяет воспроизвести матричный метод расчета многопроводной тяговой сети [1].

Система линейных уравнений, связывающих напряжения и токи на входе двадцатиполюсника с напряжениями и токами на его выходе, записывается в виде

$$\begin{vmatrix} \dot{V}_I \\ \dot{I}_I \end{vmatrix} = |A| \times \begin{vmatrix} \dot{V}_{II} \\ \dot{I}_{II} \end{vmatrix}, \quad (3)$$

где \dot{V}_I и \dot{I}_I — векторы входных напряжений и токов $V_1, V_2, V_3, V_4, \dots, I_7, I_8, I_9; V_{II}$ и I_{II} — векторы выходных напряжений и токов $V_{10}, V_{11}, V_{12}, V_{13}, \dots, I_{16}, I_{17}, I_{18}; A$ — матрица коэффициентов по форме А, которые приведены в табл. 1.

Итак, опираясь на первоначальную матрицу и применяя известную методику [1], можно рассчитать значения токов и напряжений в раз-

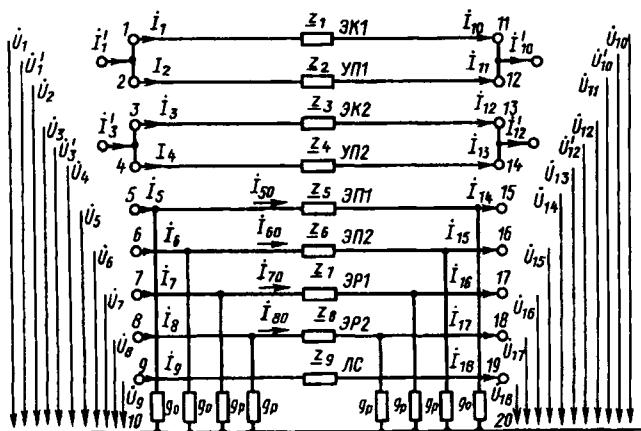


Рис. 2. Схема замещения участка тяговой сети между двумя соседними опорами

Таблица 1

1	0	0	0	$g_0 z_{15}$	$g_0 z_{16}$	$g_p z_{17}$	$g_p z_{18}$	0	z_1	z_{12}	z_{13}	z_{14}	z_{15}	z_{16}	z_{17}	z_{18}	z_{19}
0	1	0	0	$g_0 z_{25}$	$g_0 z_{26}$	$g_p z_{27}$	$g_p z_{28}$	0	z_{12}	z_2	z_{23}	z_{24}	z_{25}	z_{26}	z_{27}	z_{28}	z_{29}
0	0	1	0	$g_0 z_{35}$	$g_0 z_{36}$	$g_p z_{37}$	$g_p z_{38}$	0	z_{13}	z_{23}	z_3	z_{34}	z_{35}	z_{36}	z_{37}	z_{38}	z_{39}
0	0	0	1	$g_0 z_{45}$	$g_0 z_{46}$	$g_p z_{47}$	$g_p z_{48}$	0	z_{14}	z_{24}	z_{34}	z_4	z_{45}	z_{46}	z_{47}	z_{48}	z_{49}
0	0	0	0	$1+g_0 z_5$	$g_0 z_{56}$	$g_p z_{57}$	$g_p z_{58}$	0	z_{15}	z_{25}	z_{35}	z_{45}	z_5	z_{56}	z_{57}	z_{58}	z_{59}
0	0	0	0	$g_0 z_{56}$	$1+g_0 z_6$	$g_p z_{67}$	$g_p z_{68}$	0	z_{16}	z_{26}	z_{36}	z_{46}	z_{56}	z_6	z_{67}	z_{68}	z_{69}
0	0	0	0	$g_0 z_{57}$	$g_0 z_{67}$	$1+g_p z_7$	$g_p z_{78}$	0	z_{17}	z_{27}	z_{37}	z_{47}	z_{57}	z_{67}	z_7	z_{78}	z_{79}
0	0	0	0	$g_0 z_{58}$	$g_0 z_{68}$	$g_p z_{78}$	$1+g_p z_8$	0	z_{18}	z_{28}	z_{38}	z_{48}	z_{58}	z_{68}	z_{78}	z_8	z_{89}
0	0	0	0	$g_0 z_{59}$	$g_0 z_{69}$	$g_p z_{79}$	$g_p z_{89}$	1	z_{19}	z_{29}	z_{39}	z_{49}	z_{59}	z_{69}	z_{79}	z_{89}	z_9
0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	$g_0(2+g_0 z_5)$	$g_0^2 z_{56}$	$g_p g_0 z_{57}$	$g_0 g_p z_{58}$	0	$g_0 z_{15}$	$g_0 z_{25}$	$g_0 z_{35}$	$g_0 z_{45}$	$1+g_0 z_5$	$g_0 z_{56}$	$g_0 z_{57}$	$g_0 z_{58}$	$g_0 z_{59}$
0	0	0	0	$g_0^2 z_{56}$	$g_0(2+g_0 z_6)$	$g_p g_0 z_{67}$	$g_0 g_p z_{68}$	0	$g_0 z_{16}$	$g_0 z_{26}$	$g_0 z_{36}$	$g_0 z_{46}$	$g_0 z_{56}$	$1+g_0 z_6$	$g_0 z_{67}$	$g_0 z_{68}$	$g_0 z_{69}$
0	0	0	0	$g_p g_0 z_{57}$	$g_p g_0 z_{67}$	$g_p(2+g_p z_7)$	$g_p^2 z_{78}$	0	$g_p z_{17}$	$g_p z_{27}$	$g_p z_{37}$	$g_p z_{47}$	$g_p z_{57}$	$g_p z_{67}$	$1+g_p z_7$	$g_p z_{78}$	$g_p z_{79}$
0	0	0	0	$g_0 g_p z_{58}$	$g_0 g_p z_{68}$	$g_p^2 z_{78}$	$g_p(2+g_p z_8)$	0	$g_p z_{18}$	$g_p z_{28}$	$g_p z_{38}$	$g_p z_{48}$	$g_p z_{58}$	$g_p z_{68}$	$g_p z_{78}$	$1+g_p z_8$	$g_p z_{89}$
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

личных точках межподстанционной зоны в нормальном режиме работы тяговой сети и при КЗ.

По математической модели составлен алгоритм и написана программа расчета на персональном компьютере. Для межподстанционной зоны длиной 48 км произведены расчеты токораспределения в системе со следующими параметрами: контактная подвеска ПБСМ-95+МФ-100, усиливающие и экранирующие провода А-185, рельсы Р-65. Исследования степени влияния отдельных параметров тяговой сети на ток с помощью аппарата теории чувствительности показали, что величины R_p и R_0 практически не оказывают влияния на величину тока КЗ. Таким образом, при расчете тока КЗ в системе с ЭУП и отсоединенными от рельсов опорами влиянием R_p и R_0 можно пренебречь.

Так как в исследуемой тяговой сети ЭП у каждой опоры соединен с землей через сопротивление R_0 , наблюдается снижение сопротивления тяговой сети по сравнению с системой, где экранирующий провод подведен на опорах с помощью изоляторов. Отсюда очевиден вывод о работоспособности существующих защит тяговой сети.

Как отмечалось выше, знание напряжений цепи обратного тока является определяющим для оценки степени электробезопасности у опор контактной сети. Причем опасность поражения об-

служивающего персонала может быть вызвана как неотпускающим током от 5 мА и более при времени воздействия от единиц до нескольких десятков секунд, так и током, превосходящим значение порогового нефибрилляционного тока в течение времени срабатывания защиты ($0,1 \div 0,4$ с). Первый случай относится к нормальному режиму работы тяговой сети, а второй — к аварийному. Ниже приведена сравнительная оценка условий электробезопасности в тяговой сети с ЭУП при использовании ЭП в качестве ТГЗ.

При возникновении режима КЗ опасность поражения персонала, обслуживающего цепи обратного тока, обусловлена напряжениями рельсового пути и ЭП по отношению к удаленной земле. Путем статистического моделирования методом Монте-Карло с учетом изменений компонентов в возможных диапазонах (сопротивления тяговой подстанции, координаты точки КЗ, переходного сопротивления «рельсы—земля» и сопротивления растеканию фундамента опоры) определен нормальный закон распределения для напряжений «рельсы—земля» ($U_{\text{ЭР}}$) и «ЭП—земля» ($U_{\text{ЭП}}$). В табл. 2 приведены значения параметров распределения величин $U_{\text{ЭР}}$ и $U_{\text{ЭП}}$ в точке КЗ для районов с различными грунтами. На рис. 3 представлены зависимости напряжений $U_{\text{ЭР}}$ и $U_{\text{ЭП}}$ от координаты точки КЗ на рельсы.

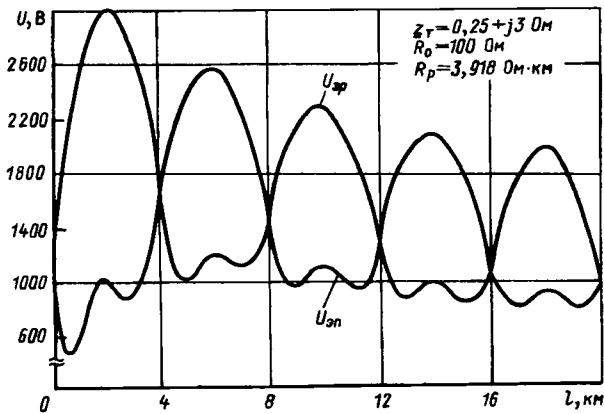


Рис. 3. Зависимость напряжений $U_{\text{Эр}}$ и $U_{\text{Эп}}$ от координаты точки короткого замыкания на рельс

Таблица 2

Напряжение	Математическое ожидание	Среднеквадратичное отклонение
$U_{\text{Эр}}, \text{ В}$	$\frac{1910}{2468}$	$\frac{353}{420}$
$U_{\text{Эп}}, \text{ В}$	$\frac{2495}{2825}$	$\frac{417}{526}$

Примечание. В числителе приведены значения для районов с обычными грунтами, в знаменателе — для районов со скалистыми и вечномерзлыми грунтами.

В качестве количественной оценки условий электробезопасности рекомендована [4] величина математического ожидания числа опасных ситуаций, вызываемых напряжений, появившимися в результате КЗ в тяговой сети, при обслуживании в течение года рельсовых путей и соединенных в ними устройств на электрифицированном участке длиной 100 км:

$$M(\Pi) = \frac{\eta A_p N_k}{T_0} P_u P_t, \quad (4)$$

где $M(\Pi)$ — математическое ожидание числа поражений; η — коэффициент, учитывающий долю времени, в течение которого происходит непосредственный контакт человека с устройствами, представляющими потенциальную опасность; A_p — объем опасных работ на расчетном участке за время $T_0 = 8760$ ч, чел·ч; P_u — вероятность превышения допустимого по условиям обеспечения электробезопасности напряжения реальными значениями; P_t — вероятность совпадения моментов воздействия импульса электрического тока и наиболее уязвимой фазы кардиоцикла; N_k — число КЗ в год на расчетном участке.

Величины η , A_p и N_k исследуются в работе [4], вероятность P_t определяется как

$$P_t = \min \left(\frac{2t_k + \tau}{t_c}; 1 \right), \quad (5)$$

где t_k — время срабатывания токовой защиты, с;

τ — продолжительность фазы кардиоцикла ($\tau = 0,2$ с); t_c — период кардиоцикла ($t_c = 0,75 \div 1$ с).

Первостепенное значение при определении величины $M(\Pi)$ имеет вероятность $P_u = P\{U_0(l, x) > U_{\text{д}}(t)\}$, где $U_0(l, x)$ — напряжение на теле опоры относительно земли, находящейся в точке C на расстоянии x от подстанции A , создаваемое в результате КЗ в точке тяговой сети, находящейся на расстоянии l от подстанции A ; $U_{\text{д}}(t)$ — допустимое напряжение прикосновения при времени срабатывания защиты t_k .

Обозначив через P_0 вероятность того, что КЗ произошло на опоре ($P_0 = 0,05$, так как КЗ вследствие нарушения изоляции составляют 5% общего числа КЗ), получим по формуле полной вероятности

$$P_u = P_0 P_{u0} + (1 - P_0) P_{up}, \quad (6)$$

где P_{u0} , P_{up} — вероятности поражения человека при КЗ соответственно на опору и на рельсовый путь.

Вероятность поражения человека, работающего у опоры в точке C , при возникновении КЗ на рельсовый путь в какой-либо точке участка

$$P_{up} = \frac{1}{N_{\text{п}}^2} \frac{1}{L} \int_0^L dl \frac{1}{N_{0\text{п}}} \sum_{i=1}^{N_{0\text{п}}} P\{U_0(l_i, x_i) > U_{\text{д}}(t)\}; \quad (7)$$

$$N_{\text{п}} = \frac{100}{L}, \quad (8)$$

где $N_{\text{п}}$ — среднее число перегонов между тяговыми подстанциями; L — расстояние между соседними тяговыми подстанциями, км; $N_{0\text{п}}$ — среднее число опор на участке длиной L .

В случае КЗ при нарушении изоляции на опоре вероятность P_{u0} рассчитывается как

$$P_{u0} = \frac{1}{N_{\text{п}}^2 N_{0\text{п}}^2} \sum_{i=1}^{N_{0\text{п}}} \sum_{j=1}^{N_{0\text{п}}} \left[P\{U_0(x_i, l_j) > U_{\text{д}}(t)\} + P\{U_{0-p}(x_i, l_j) > U_{\text{д}}(t)\} \right], \quad (9)$$

где $U_0(x_i, l_j)$, $U_{0-p}(x_i, l_j)$ — напряжения (кВ), возникающие соответственно на опорах и рельсах, в точке C , находящейся на расстоянии x_i от тяговой подстанции A , при КЗ в точке D , находящейся на расстоянии l_j от подстанции A .

Выражение (9) отличается от аналогового выражения, приводимого в [2], на величину второго слагаемого, стоящего в квадратных скобках. Увеличение вероятности в данном случае обусловлено наличием на поверхности земли стального рельса, искажающего поле тока, стекающего с опоры. Опасная ситуация при прикосновении к рельсу, как уже было сказано выше, возникает вследствие того, что ток стекает с тела опоры.

По этой причине она причисляется к числу опасных ситуаций у опор контактной сети, ибо воздействующим напряжением является напряжение на опоре.

Вероятность $P\{U_{0-p}(x_i, l_j) > U_d(t)\}$ можно записать следующим образом:

$$P\{U_{0-p}(x_i, l_j) > U_d(t)\} = P\{U_0(x_i, l_j) > U_{d-p}(t)\}, \quad (10)$$

где $U_{d-p}(t)$ — допустимое напряжение прикосновения в рассматриваемой опасной ситуации, кВ, коэффициент прикосновения которой принимается равным 0,3.

Следует заметить, что вышеописанная опасная ситуация возникает при КЗ на ЭП только внутри секции КЗ, т.е. там, где напряжения на опорах значительно превышают напряжения «рельсы—земля». За пределами секции КЗ потенциалы ЭП и рельсов практически одинаковы, поэтому второе слагаемое в выражении (9) при определении P_{uo} будет отсутствовать.

В [2] показано, что $U_d(t)$ является случайной величиной, распределенной по логарифмически нормальному закону. Рассматривая случайную величину $U = U_0 - U_d$, можно найти вероятность $P\{U_0(l, x) > U_d(t)\}$. Плотность распределения $g(U)$ величины U имеет вид

$$g(U) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{U_0}(U_0) f_{U_d}(U_0 - U) dU_0, \quad (11)$$

где $f_{U_0}(U_0)$, $f_{U_d}(U_0 - U)$ — плотности распределения соответствующих случайных величин.

Очевидно, что поражение человека будет при $U > 0$, тогда

$$\begin{aligned} P\{U_0(l, x) > U_d(t)\} &= 1 - \int_{-\infty}^0 g(U) dU = 1 - \\ &- \int_{-\infty}^0 dU \int_{-\infty}^{\infty} f_{U_0}(U_0) f_{U_d}(U_0 - U) dU_0 = \\ &= 1 - \int_{-10}^0 dU \int_0^{10} \frac{1}{\sigma_{U_0} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(U_0 - m_{U_0})^2}{2\sigma_{U_0}^2}} \times \\ &\times \frac{[\lg(U_0 - U) - m \lg U_d]^2}{2 \sigma \lg U_d} e^{-\frac{[\lg(U_0 - U) - m \lg U_d]^2}{2 \sigma \lg U_d}}, \quad (12) \end{aligned}$$

где m_{U_0} , σ_{U_0} , $m \lg U_d$, $\sigma \lg U_d$ — математические ожидания и среднеквадратичные отклонения соответствующих случайных величин.

Количественной оценке условий электробезопасности у опор контактной сети посвящена работа [2]. В ней достаточно полно оценено влияние напряжений, возникающих на опорах контактной

сети в аварийных и нормальных режимах работы системы тягового электроснабжения с ЭУП. Однако в ней не рассмотрен вопрос о влиянии напряжений «рельсы—земля» на условия электробезопасности при нарушении изоляции на опоре контактной сети. Очевидно, что при прикосновении к рельсовому пути возникает опасная ситуация, так как потенциал земли под ногами человека и потенциал рельсов, которых он касается, существенно различны. Напряжение до прикосновения в этом случае составляет, как показывают результаты экспериментов, 30—40% напряжения на опоре. Эти значения напряжений прикосновения в ряде случаев превышают допустимые значения по условиям обеспечения электробезопасности.

По вышеописанной методике было рассчитано математическое ожидание числа опасных ситуаций на участке длиной 100 км с ЭУП и отсоединенными от рельсов опорами $M(\Pi_2)$. В табл. 3 приведены значения величины $\varepsilon = M(\Pi_1)/M(\Pi_2)$ в зависимости от времени срабатывания защиты t_k , где $M(\Pi_1)$ — число опасных ситуаций для случая использования ТГЗ. Анализируя значения ε , очевиден вывод о том, что по условиям электробезопасности у опор контактной сети переменного тока возможность их отсоединения от рельсов и заземления на ЭП вполне обоснована.

Таблица 3

t_k , с	Значение ε для условий	
	средней полосы	вечной мерзлоты
0,1	3,7	220,6
0,2	8,4	630,5
0,3	1,8	12,6
0,4	5,7	30,2

Опасные ситуации при воздействии неотпускающих токов возникают при прикосновении людей к спорам, на которые выносятся потенциалы рельсов (значений 80—100 В достигают напряжения «рельсы—земля» в точке нахождения электровоза в режиме тяги или рекуперации) через ТГЗ в нормальном режиме работы тяговой сети, а кроме того, в системе с ЭУП при прикосновении к перемычке, соединяющей ЭП с рельсами. Для оценки условий электробезопасности таких режимов воспользуемся приведенной выше зависимостью $M(\Pi)$, однако величины N_k и P_t будут в данном случае отсутствовать, так как они относятся к режиму КЗ.

Опять же первостепенное значение имеет величина $P_u = P\{U_0(x) > U_{dh}\}$, где $U_0(x)$ — потенциал на заземляющем спуске относительно земли, находящейся в точке С на расстоянии x

от подстанции A , а $U_{\text{дн}}$ — допустимое пороговое неотпускающее напряжение прикосновения.

Вероятность поражения человека, работающего у опоры, на который установлен заземляющий спуск, определяется так:

$$P_u = \frac{1}{N_n} \frac{1}{N_{3c}} \sum_{i=1}^{N_{3c}} P \{U_0(x_i) > U_{\text{дн}}\}; \quad (13)$$

$$N_{3c} = \frac{L}{4}, \quad (14)$$

где M_{3c} — количество заземляющих спусков на межподстанционной зоне; $U_0(x_i)$ — напряжение на опоре в точке C , находящейся на расстоянии от тяговой подстанции A , B .

Для нахождения вероятности $P_0 \{U_0(x_i) > U_{\text{дн}}\}$ необходимо знание закона распределения случайной величины $U_0(x_i)$. Аналогичные задачи возникают при исследовании токов, стекающих с опор контактной сети при оценке электрохимической коррозии фундаментов на участках постоянного тока [3, 4]. Зависимости напряжений ЭП от времени в местах установки заземляющих спусков, рассчитанные при моделировании графика движения поездов с минимально возможным интервалом следования (режим максимальной пропускной способности), показаны на рис. 4. Рассчитанные зависимости соответствуют дискретным значениям влияющих параметров и отдельно взятому тяговому расчету. Для определения закона распределения случайной величины $U_0(x_i)$ были проведены расчеты с учетом вариаций влияющих компонентов, на основании которых принят нормальный закон распределения случайной величины $U_0(x_i)$ и найдены параметры закона распределения с использованием математического аппарата (5).

Математическое ожидание и среднеквадратичное отклонение величины $U_0(x_i)$ для районов с обычными грунтами равны соответственно 36 и 23,6 В, а для районов со скалистыми и вечномерзлыми грунтами — 48 и 28 В.

Принимая с учетом нелинейности сопротивления тела человека логарифмически нормальный закон распределения порогового неотпуска-

ющего напряжения прикосновения (2) и рассматривая случайную величину $U = U_0 - U_{\text{дн}}$, можно найти вероятность $P_0 \{U_0(x_i) > U_{\text{дн}}\}$:

$$P \{U_0(x_i) > U_{\text{дн}}\} = 1 - \int_{-100}^0 dU \int_0^{100} \frac{1}{\sigma_{U_0} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(U_0 - m_{U_0})^2}{2\sigma_{U_0}^2}} \times \frac{\lg(U_0 - U) - m \lg U_{\text{дн}}}{(U_0 - U) \sigma \lg U_{\text{дн}} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{[\lg(U_0 - U) - m \lg U_{\text{дн}}]^2}{2\sigma \lg U_{\text{дн}}}}, \quad (15)$$

где m_{U_0} , σ_{U_0} , $m \lg U_{\text{дн}}$, $\sigma \lg U_{\text{дн}}$ — математические ожидания и среднеквадратичные отклонения соответствующих случайных величин.

Используя вышеописанную методику оценки условий электробезопасности, был произведен расчет величины $\varepsilon = M(\Pi_1)/M(\Pi_2)$, где $M(\Pi_2)$ — число опасных ситуаций для случая использования ЭП в качестве ТГЗ, а $M(\Pi_1)$ — аналогичная величина для обычного использования ТГЗ в системе с ЭУП. Значение величины ε для районов с обычными грунтами составляет 1,05, а для районов со скалистыми и вечномерзлыми грунтами — 1,26. Эти значения были бы еще большими в предположении, что объем работ, связанных с обслуживанием заземляющих спусков для случая, когда нет ТГЗ, будет меньше.

Произведенная оценка условий электробезопасности у опор контактной сети в нормальном режиме работы тяговой сети с ЭУП и отсоединенными от рельсов опорами позволяет подтвердить вывод о том, что уровень электробезопасности у опор контактной сети при использовании ЭП в качестве ТГЗ не снижается по сравнению с существующей системой тягового электроснабжения, когда в качестве заземления опор используется ТГЗ.

Вторым важным вопросом, требующим решения при обосновании системы тягового электроснабжения, когда ЭП используется в качестве ТГЗ опор контактной сети, является вопрос термоустойчивости фундаментов опор, используемых в нашем случае в качестве естественных заземлителей.

Данные о допустимых плотностях токов промышленной частоты приведены в публикации [6]. Воспользуемся ими и результатами расчетов напряжений на опорах контактной сети (см. рис. 4), полученными в данной работе, для оценки термоустойчивости фундаментов опор контактной сети. Так, допустимая плотность тока, стекающего с поверхности фундамента опоры, при удельной проводимости земли 1000 Ом·м и продолжительности стекания тока более трех часов составляет 2 A/m^2 . Учтем, что сопротивление растеканию фундамен-

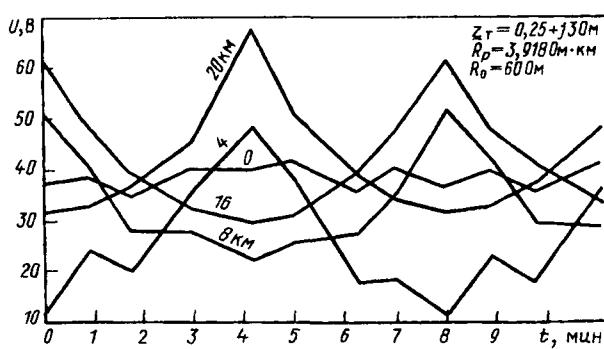


Рис. 4. Зависимости напряжений ЭП от времени

опоры распределено по нормальному закону с математическим ожиданием 25 Ом и среднеквадратичным отклонением 25 Ом в обычных грунтах и соответственно 150 Ом и 65 Ом в скалистых и вечно-номерзлых грунтах. Площадь поверхности фундамента опоры, соприкасающаяся с землей, не менее 5,3 м². Тогда числовые характеристики нормального закона распределения допустимого напряжения на опорах для районов с обычными грунтами составляют 263,5 и 263,5 В, а для районов со скалистыми и вечно-номерзлыми грунтами соответственно 1581 и 685 В.

Применяя композицию законов распределения случайных величин: реального напряжения на опорах и допустимого по условию термоустойчивости фундаментов опор, определим, как было сделано при оценке электробезопасности, вероятность термического поражения фундаментов опор. Установлено, что величина этой вероятности невелика и не превышает 0,05. Это подтверждает возможность использования ЭП в качестве ТГЗ и по условию термоустойчивости фундаментов опор контактной сети.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Система тягового электроснабжения для электрифицированных железных дорог на участках со скалистыми и

вечно-номерзлыми грунтами / А.Н. Артиюх, Б.И. Косарев, А.И. Кушнир, Т.П. Добровольский. — Электричество, 1990. № 2.

2. Косарев Б.И. Электробезопасность в тяговых сетях переменного тока. — М.: Транспорт, 1988.

3. Котельников А.В. Блуждающие токи электрифицированного транспорта. — М.: Транспорт, 1986.

4. Тарниевский М.В. Теория и расчет комплексной электрической защиты подземных сооружений от коррозии блуждающими токами и разработка способа повышения ее эффективности: Дис. д-ра техн. наук. — М., 1970.

5. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. — М.: Физматиз, 1969.

6. Erdung in elektritechnischen Anlagen. Starkstromanlagen: TGL 200—0603/02 VVB Energieversorgung. — Berlin, 1974.

[15.07.94]

Авторы: Конча Александр Анатольевич в 1992 г. окончил факультет электрификации железных дорог Московского института инженеров железнодорожного транспорта (МИИТ). Инженер концерна Сименс АГ (Германия).

Косарев Александр Борисович в 1986 г. окончил факультет электрификации железных дорог МИИТ. В 1991 г. во Всероссийском научно-исследовательском институте железнодорожного транспорта (ВНИИЖТ) защитил кандидатскую диссертацию по теме «Электромагнитная совместимость низковольтных сетей и смежных металлических коммуникаций с системой тягового электроснабжения при ее усилении». Сотрудник ВНИИЖТ, докторант.

ТЕК'97

Компания *ITE* приглашает посетить

**2-ю Московскую Международную выставку
"ТОПЛИВНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС"**

"ТЕК'97" объединяет три самостоятельных выставки:

Энергетика (Power Tek),
Горнодобывающая промышленность (Min Tek),
Охрана окружающей среды (Enviro Tek)

В выставке принимают участие 150 компаний из 30 стран мира.

Выставка состоится 18-21 марта 1997 года на *ВВЦ* -
Всероссийский выставочный центр, павильон N1



Справки по телефону **☎ (095) 935 7350**

Об улучшении формы кривой напряжения трехфазных синхронных генераторов, используемых в однофазных режимах

КУТУЗОВ С.И.

Представлен нетрадиционный подход к ограничению уровня высших гармоник, вносимых в однофазную автономную энергосистему трехфазным синхронным генератором, используемым в не-полнофазных режимах работы. Предложены и обоснованы принципы ограничения и элементы подхода к выбору параметров технических средств снижения высших гармоник напряжения синхронной машины при неполнофазной загрузке последней. Приведены экспериментальные данные, подтверждающие возможность практического использования изложенного способа снижения высших гармоник.

Ключевые слова: автономная энергосистема, трехфазный синхронный генератор, однофазный режим, форма кривой напряжения, высшие гармоники

В настоящее время большинство синхронных генераторов автономных энергосистем (АВЭС) используются в полнофазных режимах работы. Исключение составляют лишь узкоспециализированные установки, такие, например, как системы аэродромного электропитания авиационной техники [1]. В соответствии с [1] в установках указанного типа трехфазные синхронные генераторы авиационного назначения могут быть использованы для питания в аэродромных условиях приемников электроэнергии самолетов, бортовые сети которых выполнены однофазными. При этом весьма характерно, что генераторы существующих аэродромных источников питания выполнены в соответствии с устаревшими нормативными документами [1] и не всегда соответствуют требованиям, предъявляемым к качеству питания бортовой аппаратуры современных самолетов. Одним из вопросов, определяющих содержание задачи соответствия фактического качества электроэнергии требуемому, является снижение уровня высших гармоник, генерируемых электромеханическими источниками несинусоидальности [2].

Общие вопросы решения задачи ограничения искажения формы кривой напряжения трехфазных и однофазных электрических машин изложены в [2, 3] и отличаются единством методического подхода и структурой технических средств подавления высших гармоник. Однако в упомянутом выше случае, связанном с необходимостью снижения напряжения n -й гармоники трехфазного генератора, используемого в однофазном режиме, возможно альтернативное решение поставленной задачи.

Рассмотрим нетрадиционный подход к снижению уровня n -й гармоники напряжения в рабочей фазе трехфазного синхронного генератора, используемого в однофазном режиме.

A new approach to limiting the higher harmonics, introduced into a single-phase autonomous power system by a three-phase synchronous generator, used in incomplete-phase operating conditions is presented. Principles of a higher harmonic limitation and elements of an approach to the choice of the parameters of technical means for reducing higher harmonics of the synchronous machine voltage under a synchronous machine incomplete-phase load are proposed and substantiated. Experimental data, which have confirmed the possibility of application of the method proposed are given.

Key words: autonomous power system, three-phase synchronous generator, single-phase regime, voltage wave form, higher harmonics

зумого в однофазном режиме, для чего обратимся к экспериментальной установке на рис. 1. Фаза B генератора является рабочей (нагрузка фазы B — Z_H). Действующее значение напряжения исследуемой гармоники n -го порядка контролируется гармоническим анализатором $GA1$. Фаза A генератора не нагружена. В фазе C генератора установлены следующие элементы и устройства: конденсатор переменной емкости C ; параллельный контур L_1-C_1 , настроенный в режим резонанса токов по основной гармонике; система измерения тока n -й гармоники (гармонический анализатор $GA2$ в совокупности с шунтом III).

Резонансная настройка контура L_1-C_1 на частоте основной гармоники исключает влияние конденсатора C на параметры электрической машины по высшим гармоникам [2, 3].

Результаты эксперимента по исследованию 16-й гармоники генератора при фиксированной его нагрузке по основной гармонике приведены на рис. 2 и представляют зависимости действующих значений напряжения в рабочей фазе и тока в фазе C машины в функции эквивалентного емкостного сопротивления участка цепи «параллельный контур—конденсатор переменной емкости

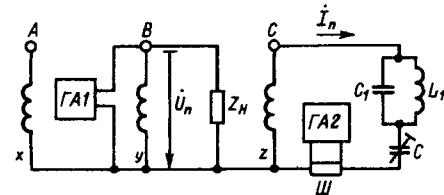


Рис. 1. Схема эксперимента для обоснования эффекта ограничения напряжения n -й гармоники в рабочей фазе генератора; генератор типа ПТ-500Ц: $S^{HOM}=500$ В·А, $U_L^{HOM}=36$ В, $f^{HOM}=400$ Гц; B — у и Z_H — соответственно обмотка рабочей фазы генератора и ее нагрузка

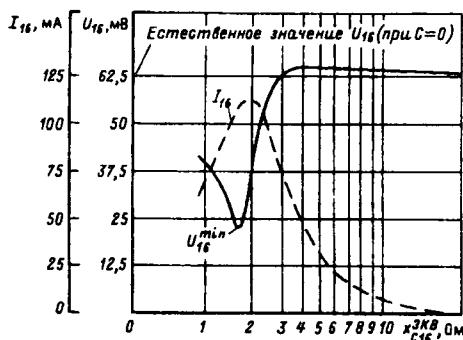


Рис. 2. Эффект ограничения 16-й гармоники напряжения в рабочей фазе генератора; кривые построены для тока нагрузки рабочей фазы по основной гармонике, равного 2,7 А при $\cos \varphi_H = 1$: U_{16} — напряжение 16-й гармоники в рабочей фазе B ; I_{16} — ток 16-й гармоники в фазе C

сти». При несущественных потерях в элементах параллельного контура $X_{C16}^{\text{экв}}$ определяется из общего выражения:

$$X_{Cn}^{\text{экв}} = \frac{1}{2\pi f_1 n C} + \frac{2\pi f_1 n L_1}{4\pi^2 f_1^2 n^2 L_1 C_1 - 1}, \quad (1)$$

где f_1 — частота основной гармоники.

Представленные на рис. 2 результаты свидетельствуют о возможности существенного снижения искажения формы кривой напряжения в рабочей фазе трехфазного генератора в неполнофазном режиме работы при условии введения в одну из нерабочих фаз соответствующих технических средств с фиксированными или регулируемыми параметрами. При этом, как было указано в [2, 3], необходимым условием реализации отмеченного эффекта ограничения должно быть наличие в структуре упомянутых технических средств звена, исключающего их воздействие на режим работы электрической машины по основной гармонике, а следовательно, и на ее параметры по высшим гармоникам. Учитывая зависимость параметров электрической машины как источника высших гармоник от режима ее работы по основной гармонике [4, 5, 6], введение в состав средств ограничения несинусоидальности упомянутого звена является, по существу, инструментом обеспечения линеаризации задачи ограничения искажения формы кривой напряжения синхронной машины как в общем, так и в специфическом случае, рассматриваемом в статье.

Далее приводятся элементы теоретически обоснованного подхода к выбору структуры и параметров технического средства, устанавливаемого в одну из ненагруженных фаз трехфазного генератора, используемого в неполнофазных режимах, для снижения гармонических искажений в его рабочей фазе. На основании изложенных материалов эксперимента представляется целесообразной приведенная на рис. 3 принципиальная схема ограничения высших гармоник в рабочей фазе генератора, в соответствии с которой в одну из ненагруженных

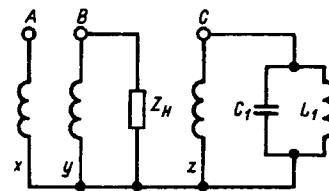


Рис. 3. Принципиальная схема ограничения n -й гармоники в рабочей фазе генератора

фаз электрической машины вводится параллельный контур L_1-C_1 , настроенный в резонанс токов по основной гармонике и имеющий при этом на частоте подавляемой гармоники n -го порядка емкостный характер эквивалентного сопротивления, необходимый для реализации описанного эффекта ограничения напряжений n -й гармоники в рабочей фазе.

Схема замещения для расчета режима системы по n -й (подавляемой) гармонике, соответствующая принципиальной схеме ограничения на рис. 3, приведена на рис. 4 и представляет собой известную схему замещения двух индуктивно связанных контуров [7]. Для фиксированного режима системы по основной гармонике линейность параметров элементов схемы замещения на рис. 4 мотивируется обоснованным в [4, 5, 6] положением о представлении процессов на частотах высших гармоник как процессов малых отклонений системы от исходного электромагнитного режима, определяемого, в свою очередь, рабочим процессом системы по основной гармонике. Изложенное положение физически реализуется наличием в составе оборудования, приведенного на рис. 3, фильтра-пробки L_1-C_1 по основной гармонике в нерабочей фазе генератора.

Определение параметров элементов схемы замещения на рис. 4 представляет собой самостоятельную задачу, решение которой в части величин x_{Bn} , r_{Bn} , x_{Cn} , r_{Cn} , E_{Bn} и E_{Cn} подробно изложено в [4, 5, 6] и в статье не приводится. Информация об углах сдвига между ЭДС

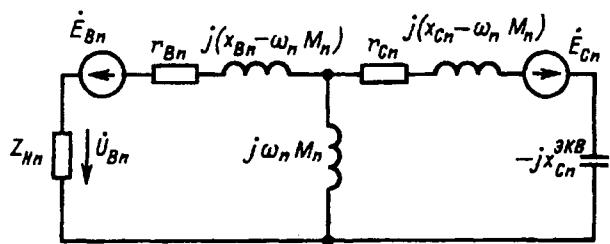


Рис. 4. Схема замещения для расчета режима по n -й гармонике: $X_{Cn}^{\text{экв}}$ — эквивалентное емкостное сопротивление параллельного контура L_1-C_1 по n -й гармонике; E_{Bn} и E_{Cn} — соответственно комплексные действующие ЭДС n -й гармоники фаз B и C ; $r_{Bn} = r_{Cn}$ и $x_{Bn} = x_{Cn}$ — соответственно активные и индуктивные сопротивления фаз B и C по n -й гармонике

\dot{E}_{Bn} и \dot{E}_{Cn} для синхронных генераторов с целым или дробным числом пазов на полюс и фазу отражена в [7, 8].

Определение комплексного сопротивления $Z_{n\mu}$ рабочей фазы генератора на частоте n -й гармоники в реальных АВЭС производится опытным путем. Однако, принимая во внимание отмеченный в [2] положительный регулирующий эффект естественной активно-индуктивной нагрузки АВЭС, заключающийся в снижении амплитуд большинства высших гармоник, генерируемых синхронной машиной с ростом ее нагрузки по основной гармонике, параметр $Z_{n\mu}$ схемы замещения в большинстве случаев можно исключить, считая рабочую фазу генератора незагруженной.

Определение параметра M_n схемы замещения, представляющего взаимную индуктивность между обмотками фаз электрической машины на частоте n -й гармоники, требует особого пояснения. В соответствии с [4, 6] синхронный генератор на частотах высших гармоник является существенно нелинейным объектом, параметры которого (в том числе и параметр M_n) по высшим гармоникам являются сложными функциями нагрузки генератора по основной гармонике и частоты исследуемой гармоники. По этой причине реальным путем определения параметра M_n является эксперимент. Идея экспериментального определения параметра M_n основана на сочетании методов, изложенных в [4, 6, 7]. В соответствии с [7] искомое значение M_n определяется из выражения

$$M_n = \frac{x_n^{\text{согл}} - x_n^{\text{встр}}}{4\omega_n}, \quad (2)$$

где $x_n^{\text{согл}}$ и $x_n^{\text{встр}}$ — соответственно результирующее индуктивное сопротивление по n -й гармонике последовательно включенных обмоток используемых фаз генератора в опытах согласного и встречного включения.

Определение величин в числителе равенства (2) производится на возбужденном генераторе по методике, изложенной в [4, 6], в соответствии со схемами на рис. 5. Детальное описание операций и технических средств по определению индуктивных сопротивлений $x_n^{\text{согл}}$ и $x_n^{\text{встр}}$ в соответствии с [4, 6] представляет собой отдельную задачу и в статье не излагается.

После определения параметров схемы замещения на рис. 4 с учетом оговоренного положительного регулирующего эффекта нагрузки схема замещения для расчета режима системы по n -й гармонике принимает вид, показанный на рис. 6. Исключение из схемы замещения на рис. 6 участка цепи $[r_{Bn} + j(x_{Bn} - \omega_n M_n)]$ при исключенном из рассмотрения параметре $Z_{n\mu}$ очевидно. Значение $x_{Cn}^{\text{экв}}$ эквивалентного емкостного сопротивления параллельного контура

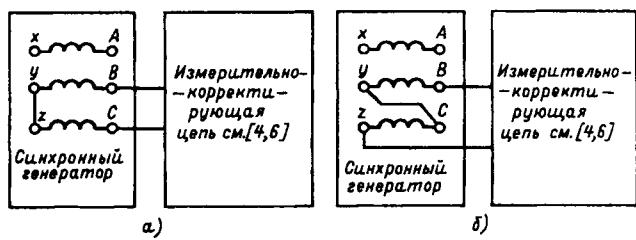


Рис. 5. К определению значений $x_n^{\text{встр}}$ (а) и $x_n^{\text{согл}}$ (б)

$L_1 - C_1$ по n -й гармонике определяется как

$$x_{Cn}^{\text{экв}} = \frac{2\pi f_1 n L_1}{4\pi^2 f_1^2 n^2 L_1 C_1 - 1}. \quad (3)$$

Таким образом, в соответствии со схемой замещения на рис. 6 действующее значение напряжения n -й гармоники в рабочей фазе генератора при установке в ненагруженной фазе контура $L_1 - C_1$ определяется из выражения

$$U_{Bn} = U_n = \left| \dot{E}_{Bn} - \frac{\dot{E}_{Cn} j \omega_n M_n}{r_{Cn} + j [x_{Cn} - x_{Cn}^{\text{экв}}]} \right|. \quad (4)$$

Выражение (4) определяет минимум кривой $U_n = f[x_{Cn}^{\text{экв}}]$ (см. рис. 2). Снижение или минимизация уровня n -й гармоники напряжения в рабочей фазе генератора осуществляется выбором соответствующего значения $x_{Cn}^{\text{экв}}$ или, в конечном итоге, выбором параметров элементов параллельного контура $L_1 - C_1$ при условии настройки последнего в резонанс токов по основной гармонике.

Практическая реализация изложенного способа снижения высших гармоник сводится к построению зависимости напряжения в рабочей фазе генератора в функции емкости конденсатора параллельного контура: $U_n = f[C_1]$. Для этого выполняются следующие операции:

для данного каталожного значения емкости C_1 определяется индуктивность катушки $L_1 \approx 1/\omega_1^2 C_1$, где $\omega_1 = 2\pi f_1$;

в соответствии с (3) определяется значение эквивалентного емкостного сопротивления параллельного контура $x_{Cn}^{\text{экв}}$;

из равенства (4) вычисляется напряжение U_n , соответствующее данному значению емкости C_1 .

Указанный цикл расчетов повторяют для каждого дискретного значения C_1 из каталожной

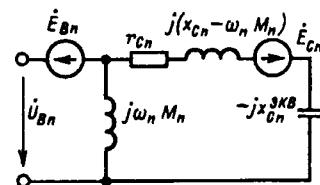


Рис. 6. Схема замещения системы для расчета действующего значения напряжения n -й гармоники в рабочей фазе генератора в случае положительного регулирующего эффекта нагрузки

номенклатуры емкостей силовых конденсаторов. Описанному циклу вычислений предшествует определение входящих в (4) параметров схемы замещения, что реализуется в соответствии с методиками, изложенными в [4, 6], и данными, приведенными в [7, 8].

По расчетной кривой $U_n = f(C_1)$ определяется искомая емкость конденсатора $C_1 = C_1^{\text{иск}}$, соответствующая минимуму напряжения $U_n = U_n^{\text{min}}$, после чего определяется искомое значение индуктивности катушки параллельного контура $L_1^{\text{иск}} = 1/\omega_1^2 C_1^{\text{иск}}$.

На рис. 7 представлены результаты изложенного расчетно-экспериментального подхода к ограничению уровня высших гармоник в рабочей фазе трехфазного авиационного генератора типа ПТ-500Ц, используемого в однофазном режиме работы в соответствии со схемой на рис. 3. Результаты исследований приведены в виде полученных из опыта значений напряжения 16-й и 23-й гармоник в рабочей фазе генератора в функции тока нагрузки рабочей фазы по основной гармонике как в естественных условиях, так и при установке в ненагруженную фазу контура $L_1 - C_1$. Расчет параметров элементов контура проводился из условия максимального ограничения уровня напряжения 16-й и 23-й гармоник в режиме холостого хода рабочей фазы генератора. Наличие в составе исследуемых гармоник гармоники четного порядка обусловлено дробным исполнением обмотки якоря испытуемого генератора [7, 8].

Сопоставление соответствующих кривых на рис. 7 свидетельствует о возможности практического использования описанного способа снижения несинусоидальности. В целом проведенные исследования упомянутого генератора в широком спектре гармоник показывают, что использование предлагаемого способа ограничения позволяет снизить уровни высших гармоник в рабочей фазе в 1,5÷3 раза по сравнению с их естественными значениями. Относительное расхождение расчетных и экспериментальных значений минимумов напряжения соответствующих гармоник в режиме холостого хода рабочей фазы генератора не пре-

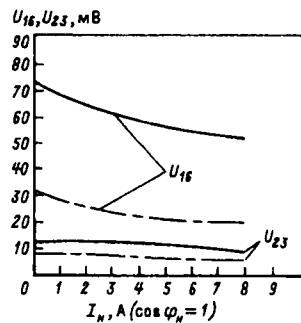


Рис. 7. Эффект ограничения 16-й и 23-й гармоник напряжения в рабочей фазе (генератор ПТ-500Ц): — — ограничение отсутствует (естественная зависимость); - - - максимальное ограничение

вышает 20%, что не выходит за пределы требований, предъявляемых к точности решения практических задач гармонического анализа [9].

Выводы. 1. Эффективность использования рассмотренного способа снижения несинусоидальности в АВЭС с неполнофазной загрузкой синхронного генератора ограничивается минимальным значением напряжения подавляемой гармоники U_n^{min} в рабочей фазе электрической машины. В связи с этим при наличии требования более глубокого подавления какой-либо высшей гармоники напряжения единственным средством решения поставленной задачи является использование описанных в [2] фильтров комбинированной структуры.

2. В том случае, если эффективность изложенного способа ограничения высших гармоник удовлетворяет требованиям предъявляемым к качеству электроэнергии, использование рассмотренного в статье средства ограничения является более предпочтительным по сравнению с использованием комбинированных фильтров, структура которых отличается большим числом элементов [2].

3. Практическая реализация предложенного способа снижения несинусоидальности требует включения в соответствующие отраслевые стандарты информации об ЭДС, активных и индуктивных сопротивлениях используемых в АВЭС синхронных генераторов на частотах наиболее выраженных высших гармоник.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авиационная наземная техника: Справочник / В.Е. Канарчук, Г.Н. Гелетуха, В.В. Запорожец и др. Под ред. В.Е. Канарчука. — М.: Транспорт, 1989.
2. Кутузов С.И. Особенности ограничения высших гармоник, вносимых в автономную энергосистему синхронной машиной. — Электричество, 1996, № 3.
3. Широков Н.Г., Кутузов С.И. Способ снижения уровня высших гармоник в автономных энергосистемах. — Электричество, 1994, № 10.
4. А.с. 1203443 (СССР). Способ определения ЭДС и индуктивного сопротивления синхронного генератора / Н.Г. Широков, С.И. Кутузов. — Опубл. в БИ, 1986, № 1.
5. А.с. 1295347 (СССР). Способ определения активного, индуктивного сопротивления и ЭДС асинхронного двигателя по высшим гармоникам / С.И. Кутузов, Н.Г. Широков. — Опубл. в БИ, 1987, № 9.
6. Широков Н.Г., Кутузов С.И. К определению параметров синхронных генераторов малой мощности на частотах высших гармоник. — Электричество, 1992, № 4.
7. Л.Р. Нейман, К.С. Демирчян. Теоретические основы электротехники. — Энергия, 1967.
8. Вольдек А.И. Электрические машины. — Л.: Энергия, 1978.
9. Жежеленко И.В. Показатели качества электроэнергии и их контроль на промышленных предприятиях. — М.: Энергоатомиздат, 1986.

[25.09.96]

Автор: Кутузов Сергей Иванович окончил электроэнергетический факультет Московского энергетического института в 1974 г. В 1988 г. защитил кандидатскую диссертацию по теме «Несинусоидальные режимы работы самолетных энергосистем». Доцент кафедры электрооборудования Военно-воздушной инженерной академии им. Н.Е. Жуковского.

Математическое описание магнитного поля в объемах явнополюсных электрических машин

ИНКИН А.И.

Предлагается универсальный аналитический метод расчета магнитного поля в активных объемах явнополюсных электрических машин различных конструкций и принципов действия. Метод представляется в виде алгоритма математического описания поля с помощью рядов по кусочно-гладким и гладким собственным функциям в слоистых расчетных моделях электрической машины.

Приводятся общие решения для потенциалов в обобщенной дискретно-однородной полосе, состоящей из чередующихся полюсов и межполюсных пространств для продольных и поперечных полей в одноименно- и разноименно-полюсных магнитных системах.

Ключевые слова: явнополюсная электрическая машина, магнитное поле, обобщенная кусочно-однородная полоса, кусочно-гладкие собственные функции, слоистые модели.

Теория электрических машин с явно выраженным полюсами базируется на решении фундаментальной задачи о расчете магнитного поля в активном объеме машины. Эта сложная комплексная задача имеет почти вековую историю, но продолжает оставаться актуальной. Объяснить это, в частности, можно тем, что по мере совершенствования конструкций электрических машин, повышения уровня использования их активных объемов и усложнения требований, предъявляемых условиями эксплуатации, возникает необходимость в постановке новых все более сложных задач и поиска методов их решения. Одной из таких является задача о расчете единого магнитного поля во всем активном объеме машины, включая высокопрорезинованные ферромагнитные полюса, а также зубцово-пазовые зоны и ярма ротора и статора. Анализ литературных источников говорит о том, что при решении этой задачи оказались использованными практические все существующие аналитические и численные методы расчета физических полей.

При аналитическом исследовании полей в электрических машинах, когда их активные объемы представляют в виде совокупности кусочно-однородных областей, предпочтение отдается, как правило, методу разделения переменных. В частности, именно этим методом впервые [1] был выполнен расчет поля в объеме явнополюсной машины с односторонней зубчатостью, включающем также полюса с конечным значением магнитной проницаемости. Однако традиционное использование гладких собственных функций задачи Штурма—Лиувилля при наличии взаимонересекающихся границ областей с

An analytical universal method for calculating a magnetic field in active parts of salient-pole electrical machines of various designs and principles of operation is proposed. The method is represented as an algorithm for a mathematical description of a magnetic field with the help of the series of piece-smooth and smooth own functions in layered calculation models of an electrical machine. General solutions for the potentials in a generalized discrete homogeneous layer, consisting of alternate pole and space between poles for longitudinal and transversal fields in like and unlike magnetic systems are presented.

Ключевые слова: salient pole electrical machine, magnetic field, generalized homogeneous layer, piece-smooth own functions, layered calculation models.

различными физическими свойствами значительно усложняет расчетную модель и, как следствие, существенно ограничивает возможности реализации метода в инженерной практике.

Вместе с тем в работах [2—5] на конкретных примерах показано, что задача расчета магнитного поля в дискретно-однородных областях активного объема явнополюсной машины может быть решена с помощью наиболее простой слоистой модели, если, применяя в целом метод разделения переменных, в качестве базовых использовать собственные кусочно-гладкие функции.

Настоящая работа посвящена дальнейшему развитию аналитического метода расчета магнитного поля в объемах явнополюсных электрических машин на базе собственных кусочно-гладких функций и преследует цель: сформировать совокупность возможных вариантов математического описания магнитного поля в обобщенной кусочно-однородной полосе (полюс—межполюсное пространство) с помощью рядов по кусочно-гладким функциям для продольных и поперечных полей в одноименно- и разноименно-полюсных магнитных системах явнополюсных электрических машин.

Расчетная модель чередующихся полюсов и межполюсных пространств. На рис. 1 изображена полоса периодически чередующихся областей с магнитными проницаемостями μ_0 и μ_f . Эта дискретно-однородная полоса может рассматриваться и как одна из областей развертки электрической машины, которая включает в себя полюса (μ_f) и межполюсные пространства (μ_0). Если данная полоса рассматривается как одна рас-

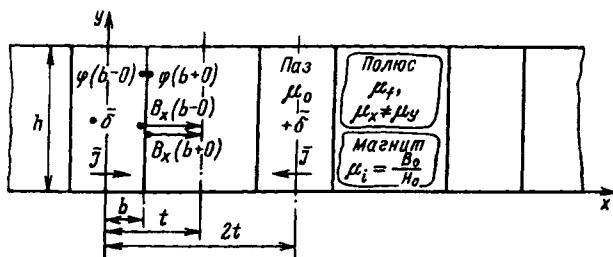


Рис. 1

четная область, то магнитная проницаемость в ней есть функция координаты x , график которой представлен на рис. 2, а. Следует отметить, что чертеж полюса вовсе не дает представления о том, к какой конкретно электрической машине он относится. Это может быть, например, разрез синхронной машины либо машины постоянного тока. Он не дает представления и о том, какими видами симметрии обладает поле, возбужденное в объеме полосы, а ими, в свою очередь, могут быть продольные d и поперечные q поля в однотипно-полюсных (например, индукторные машины) и разнотипно-полюсных системах. Помимо этого, полюса могут иметь продольную шихтовку (расположение листов вдоль оси машины), и тогда соответствующие области полосы будут обладать признаками анизотропии ($\mu_x \neq \mu_y$), места полюсов могут занимать постоянные магниты с поперечной намагниченностью, к тому же в межполюсных пространствах могут находиться либо обмотка возбуждения, либо постоянные магниты с продольной намагниченностью. Иными словами, представленная на рис. 1 дискретно-однородная полоса может рассматриваться как обобщенная расчетная модель системы полюсов и межполюсных пространств для многих явнополюсных машин различных конструкций и принципов действия.

Дифференциальные уравнения для скалярного и векторного потенциала в дискретно-однородной полосе. В связи с тем, что в дискретно-однородной полосе магнитная проницаемость как функция координаты x претерпевает скачкообразные изменения на границе межполюсное пространство (в дальнейшем паз) — полюс, уравнения для потенциалов φ и A могут быть записаны лишь в дивергентной форме путем совместного решения соответствующих уравнений магнитостатики.

Уравнения для скалярного потенциала (пассивная полоса μ_0, μ_f). Необходимые уравнения магнитостатики:

$$\operatorname{div} \bar{B} = 0; \quad \bar{B} = \mu \bar{H}; \quad \bar{H} = -\operatorname{grad} \varphi. \quad (1)$$

Уравнение для потенциала

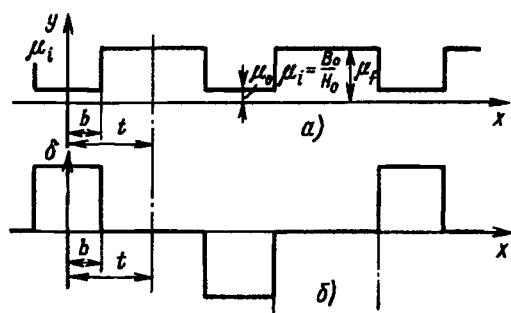


Рис. 2

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\mu(x) \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right] + \mu(x) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0. \quad (2)$$

Здесь в области паза $\mu(x) = \mu_0$, в области полюса $\mu(x) = \mu_f$ (рис. 2, а).

Уравнение для скалярного потенциала (пассивная полоса — анизотропный полюс — $\mu_x \neq \mu_y$). Необходимые уравнения магнитостатики:

$$B_x = \mu_x H_x; \quad B_y = \mu_y H_y; \quad H_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x};$$

$$H_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}; \quad \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

Уравнение для потенциала

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_x(x) \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right] + \mu_y(x) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0. \quad (4)$$

Здесь в области паза $\mu_y(x) = \mu_x(x) = \mu_0$, а в области полюса $\mu_x(x) = \mu_x$; $\mu_y(x) = \mu_y$.

Уравнения для скалярного потенциала (полюса — магнит, поперечная и продольная намагниченность). Для магнита в направлении вектора намагниченности (линейная часть характеристики возврата) имеем:

$$B_y^M = B_0 + \mu_i H_y^M. \quad (5)$$

Здесь

$$\mu_i = B_0/H_0. \quad (6)$$

В области магнита в продольном направлении

$$B_x^M = \mu_0 H_x^M. \quad (7)$$

Для всей полосы

$$\operatorname{div} \bar{B} = 0; \quad \bar{H} = -\operatorname{grad} \varphi$$

или

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_i(x) \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right] = 0. \quad (8)$$

Уравнение для потенциала

$$\frac{\mu_0}{\mu_i(x)} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0. \quad (9)$$

Здесь в области паза $\mu_i(x)=\mu_0$, а в области магнита $\mu_i(x)=B_0/H_0$.

При продольной намагниченности магнита

$$B_x^M = B_0 + \mu_i H_x^M, \quad (10)$$

и совместное решение уравнений магнитостатики принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[B_0(x) - \mu_i(x) \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right] - \mu_0 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0. \quad (11)$$

Здесь в области паза $B_0(x)=0$, $\mu_i(x)=\mu_0$, в области магнита $B_0(x)=B_0$, $\mu_i(x)=B_0/H_0$.

Уравнение для векторного потенциала (активная полоса паза с током IW — полюс). Необходимые уравнения магнитостатики:

$$\vec{B} = \operatorname{rot} \vec{A}; \quad A = A_z; \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{\delta}.$$

После совместного решения этих уравнений для векторного потенциала A в области дискретно-однородной полосы получим:

$$\mu(x) \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\mu(x)} \frac{\partial A}{\partial x} \right] + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\mu(x) \delta(x). \quad (12)$$

Здесь, как и ранее,

$$\mu(x) = \begin{cases} \mu_0 & \text{паз;} \\ \mu_f & \text{полюс;} \end{cases} \quad (13)$$

$$\delta(x) = \begin{cases} IW & \text{паз;} \\ S_{\text{паз}} & \\ 0 & \text{полюс.} \end{cases} \quad (14)$$

Очевидно, для всех рассмотренных выше случаев могут быть получены соответствующие дифференциальные уравнения и для векторного потенциала.

Разделение переменных в дифференциальных уравнениях для потенциалов в дискретно-однородной полосе. Исходя из методологических соображений, а также учитывая большой объем информации по данному вопросу и наличие опубликованных работ [2—5], посвященных решению частных задач расчета магнитных полей в объемах конкретных явнополюсных электрических машин, в настоящем разделе в сжатой форме излагается лишь схема формирования решения уравнений (2), (4), (8), (11), (12) и представляется совокупность общих решений для скалярного и векторного потенциала при продольных и поперечных полях в разноименном и одноименно-полюсных системах.

Уравнения решаются методом разделения переменных. Согласно этому методу решение для потенциала можно представить в виде бесконечной суммы произведений $X_n(x) Y_n(y)$ с добавлением специальных решений $\varphi_0(x, y)$ или $A_0(x, y)$, обусловленных спецификой граничных условий и видом правой части исходного уравнения.

нения в частных производных

$$\varphi = \varphi_0 + \sum \varphi_n = \varphi_0 + \sum X_n(x) Y_n(y). \quad (15)$$

Известно, что каждое решение φ_n приводит к разделению исходного однородного уравнения на два независимых уравнения второго порядка с параметром n . Важно отметить, что функции $Y_n(y)$ удовлетворяют в нашем случае одному и тому же уравнению

$$\frac{\partial^2 Y_n}{\partial y^2} = n^2 Y_n \quad (16)$$

и для всех типов дискретно-однородных полос во всем их объеме и независимо от условий симметрии поля имеют одинаковые решения в виде набора гиперболических функций, например,

$$Y_n(y) = F_n \operatorname{sh} ny + D_n \operatorname{ch} ny. \quad (17)$$

Для функций $X_n(x)$ после разделения переменных получаем следующие уравнения: из (2)

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\mu(x) \frac{\partial X_n(x)}{\partial x} \right] + n^2 \mu(x) X_n(x) = 0; \quad (18)$$

из (4)

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_x(x) \frac{\partial X_n(x)}{\partial x} \right] + n^2 \mu_y(x) X_n(x) = 0; \quad (19)$$

из (8)

$$\frac{\partial^2 X_n(x)}{\partial x^2} + n^2 \frac{\mu_i(x)}{\mu_0} X_n(x) = 0. \quad (20)$$

Разделяя переменные в однородном уравнении (11) при $B_0(x)=0$, для функции $X_n(x)$ имеем:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu_i(x)}{\mu_0} \frac{\partial X_n}{\partial x} \right] + n^2 X_n(x) = 0, \quad (21)$$

при этом уравнению (11) при $B_0(x) \neq 0$ должно удовлетворять дополнительное решение в (15), обозначение как $\varphi_0(x, y)$.

Решение уравнения (12) также представляется в виде (15), а функция $X_n(x)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu_0}{\mu(x)} \frac{\partial X_n}{\partial x} \right] + n^2 \frac{\mu_0}{\mu(x)} X_n(x) = 0. \quad (22)$$

Базовые функции для математического описания магнитных полей в явнополюсных электрических машинах. Здесь под базовыми понимаются собственные кусочно-непрерывные функции $X_n(x)$ задачи Штурма—Лиувилля, получаемые как нетривиальные решения уравнений (18)–(22). Все эти уравнения являются однотипными, так как получены для одной и той же дискретно-однородной полосы в декартовых

координатах и для одного и того же условия непрерывности магнитного потока в дифференциальной форме ($\operatorname{div} B = 0$).

Вместе с тем из полученных выше пяти уравнений наибольшей общностью по формальным признакам обладает уравнение (19), а именно:

- если в (19) положить $\mu_x(x) = \mu_y(x) = \mu(x)$, то оно обратится в (18);
- если в (19) $\mu_x(x) = \mu_0$, а $\mu_y(x) = \mu_i(x)$, то оно обращается в (20);
- если в (19) $\mu_x(x) = \mu_i(x)$, а $\mu_y(x) = \mu_0$ или $\mu_y(x) = \mu_f$, то оно становится тождественным (21);
- и, наконец, если в (19)

$$\frac{\mu_x(x)}{\mu_0} = \frac{\mu_y(x)}{\mu_0} = \frac{\mu_0}{\mu(x)},$$

то оно отождествляется с (22).

Это обстоятельство позволяет все рассуждения и выкладки провести на примере уравнения (19), а затем при необходимости рассмотреть все возможные частные случаи и сделать соответствующие замены по пп. (а, б, в, г) в полученных формулах.

Сформулируем в качестве примера следующую задачу.

Определить функции $X_n(x)$ и совокупность чисел n , если в дискретно-однородной полосе пассивный паз—анизотропный полюс возбуждено периодическое продольное поле d с полупериодом $\tau = 2t$, соответствующим разноименно-полюсной системе.

При формировании решения $X_n(x)$ будем руководствоваться следующими соображениями.

1. В области паза ($-b \leq x \leq b$) $X_n(x)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 X_n(x)}{\partial x^2} + n^2 X_n(x) = 0, \quad (23)$$

обладает нечетной симметрией относительно плоскости $x=0$ и, следовательно, имеет вид

$$X_n \text{ паз} = C_{1n} \sin nx. \quad (24)$$

2. В области полюса ($b \leq x \leq 2t-b$)

$$\frac{\partial^2 X_n(x)}{\partial x^2} + n^2 \frac{\mu_y}{\mu_x} X_n(x) = 0, \quad (25)$$

при этом существует четная симметрия $X_n(x)$ относительно плоскости $x=t$, а значит,

$$X_n(x) = C_{2n} \cos n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-x). \quad (26)$$

Перепишем (24) и (26) в более компактной форме:

$$X_n(x) = \begin{cases} C_{1n} \sin nx, & -b \leq x \leq b; \\ C_{2n} \cos n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-x), & b \leq x \leq 2t-b. \end{cases} \quad (27)$$

По условиям непрерывности в магнитостатике $X_n(x)$ должна удовлетворять следующим требованиям:

$$X_n|_{b-0} = X_n|_{b+0}; \quad (28)$$

$$\mu_0 \frac{dX_n}{dx} \Big|_{b-0} = \mu_x \frac{dX_n}{dx} \Big|_{b+0} \quad (29)$$

или

$$C_{1n} \sin nb - C_{2n} \cos n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-b) = 0; \quad (30)$$

$$\mu_0 C_{1n} \cos nb - C_{2n} \mu_x \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \sin n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-b) = 0. \quad (31)$$

Как известно, подобная однородная система уравнений может иметь нетривиальное решение при условии равенства нулю ее главного определителя:

$$\Delta = \begin{vmatrix} \sin nb & -\cos n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-b) \\ \cos nb & -\frac{\mu_x}{\mu_0} \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \sin n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-b) \end{vmatrix} = 0. \quad (32)$$

Если (32) представить в виде

$$\operatorname{tg} nb = \frac{\mu_0}{\mu_x} \sqrt{\frac{\mu_x}{\mu_y}} \operatorname{ctg} n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-b), \quad (33)$$

то это и будет трансцендентным уравнением с бесконечно большим количеством чисел n , обращающихся его в тождество. Эти числа n и есть собственные числа задачи Штурма—Лиувилля для поля d в обобщенной кусочно-однородной полосе.

Само же нетривиальное решение уравнений (30) и (31) устанавливает лишь определенную связь между коэффициентами C_{1n} и C_{2n} в виде

$$C_{2n} = C_{1n} K_n. \quad (34)$$

В итоге из (30) и (31) для K_n имеем:

$$K_n = \frac{\sin nb}{\cos n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-b)} = \frac{\mu_0}{\mu_x} \frac{\cos nb}{\sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \sin n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-b)}. \quad (35)$$

С учетом (35) базовая функция $X_n(x)$ для продольного поля d принимает вид

$$X_n(x) = C_n \begin{cases} \sin nx, & -b \leq x \leq b; \\ K_n \cos n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-x), & b \ll x \ll 2t-b. \end{cases} \quad (36)$$

График этой функции представлен на рис. 3.

Рассмотрим теперь решение поставленной задачи для поперечного поля q . Очевидно, по сравнению с предыдущей, здесь функция X_n обладает четной симметрией относительно плоскости $x=0$ и нечетной относительно плоскости $x=t$.

Таким образом, базовая собственная функция

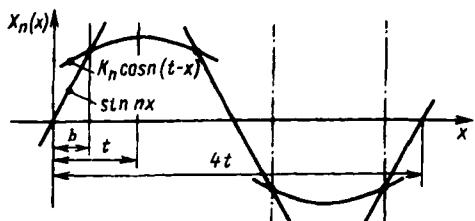


Рис. 3

для поперечного поля имеет вид

$$X_n(x) = C_n \begin{cases} \cos nx, & -b \leq x \leq b; \\ K_n \sin n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-x), & b < x < 2t-b. \end{cases} \quad (37)$$

Однако для этой функции и собственные числа n , и коэффициенты K_n , естественно, отличаются от предыдущих и определяются из уравнений:

$$\cos nb - K_n \sin n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-b) = 0; \quad (38)$$

$$\mu_0 \sin nb - K_n \mu_x \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} \cos n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-b) = 0, \quad (39)$$

составленных, как и ранее, по условиям непрерывности (28) и (29).

По такому же алгоритму формируются базовые функции для одноименно-полюсной системы, когда период поля становится равным $2t$.

В продольном поле с четной симметрией скалярного потенциала относительно плоскостей $x=0$ и $x=t$ базовая функция $X_n(x)$ имеет вид

$$X_n(x) = C_n \begin{cases} \cos nx, & -b \leq x \leq b; \\ K_n \cos n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-x), & b \leq x \leq 2t-b, \end{cases} \quad (40)$$

а для поперечного поля q с нечетной симметрией она определяется выражением

$$X_n(x) = C_n \begin{cases} \sin nx; \\ K_n \sin n \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_x}} (t-x). \end{cases} \quad (41)$$

Здесь также собственные числа и коэффициенты K_n находятся из решения системы уравнений, составленных по условиям непрерывности (28) и (29).

Следует иметь в виду, что, если задача решается относительно векторного потенциала, то плоскости четной и нечетной симметрии функций $X_n(x)$ должны поменяться местами по сравнению с оговоренными выше.

В заключение отметим, что кусочно-непрерывные функции задачи Штурма—Лиувилля обладают свойством ортогональности, т. е. для двух функций с разными собственными числами n и q существует интеграл

$$\int_{-b}^{2t-b} X_n(x) X_q(x) p(x) dx = 0, \quad (42)$$

где $p(x)$ есть весовая функция, в нашем случае — сомножитель при $n^2 X_n(x)$ в дивергентных уравнениях (18)–(22). Это свойство широко используется при разложении функций в ряды по собственным функциям.

Алгоритм математического описания поля в дискретно-однородной полосе. Математическое описание поля в полосе осуществляется для конкретных условий, в качестве которых задаются: геометрия и физические свойства полосы; условия симметрии поля (продольное — d ; поперечное — q);

тип магнитной системы (одноименно-, разноименно-полюсная).

Эти условия и результаты решения дифференциальных уравнений относительно функций $X_n(x)$ и $Y_n(y)$ позволяют однозначно раскрыть общее выражение для потенциала (15), характеризующее в целом метод разделения переменных. На первом этапе по соответствующим выражениям для $X_n(x)$ и $Y_n(y)$ формируется составляющая $\varphi_n = X_n(x) Y_n(y)$ для подстановки в (15).

Далее рассматривается вопрос о частной составляющей $\varphi_0(x, y)$ в (15). Во многих практических задачах частное решение $\varphi_0(x, y)$ отсутствует, т. е. $\varphi_0(x, y) = 0$. Это относится ко всем разноименно-полюсным системам при отсутствии токов в межполюсных пространствах $\delta(x) = 0$, а также к системам с магнитами, имеющими поперечную (J_y) намагниченность.

Для одноименно-полюсных магнитных систем, полос с активными межполюсными пространствами ($\delta \neq 0$) и полос с продольно-намагниченными (J_x) магнитами частные решения подлежат определению. В общем случае эти частные решения могут быть кусочно-непрерывными, они должны удовлетворять тем же условиям непрерывности, что и решения $X_n(x)$ на границе раздела полюс—межполюсное пространство.

В [2–5] на конкретных примерах был изложен способ формирования решений $\varphi_0(x, y)$, поэтому ограничимся лишь окончательными результатами.

Для продольного поля d в одноименно-полюсной системе

$$\varphi_0(x, y) = C_{0y} + C_1. \quad (43)$$

Для разноименно-полюсной системы при наличии равномерно распределенного тока в межполюсном пространстве в решении для векторного потенциала

$$A_0(x, y) = \begin{cases} -\mu_0 \frac{\delta x^2}{2} + C_1, & -b \leq x \leq b; \\ C_2 X + C_3, & b \leq x \leq 2t - b, \end{cases} \quad (44)$$

где

$$C_1 = \mu_f \delta b (t - b) + \frac{\mu_0 \delta}{2} b^2; \quad (45)$$

$$C_2 = -\mu_f \delta b; \quad (46)$$

$$C_3 = \mu_f \delta b t. \quad (47)$$

Наконец, для полосы с продольно-намагниченными магнитами

$$\varphi_0(x, y) = \begin{cases} H_0 x, & -b \leq x \leq b; \\ H_0 b, & b \leq x \leq 2t - b. \end{cases} \quad (48)$$

Опыт решения практических задач с применением кусочных собственных функций говорит о том, что окончательный результат, например в виде значений амплитуд первых гармонических поля, а тем более в виде интегральных значений магнитных потоков, энергии, сил и т. д., весьма зависит от порядка решаемой системы уравнений для определения постоянных интегрирования, что позволяет с хорошей точностью обходиться решением систем третьего, второго, а во многих случаях и первого порядка. Следовательно, кусочные собственные функции обладают весьма важной для практических нужд способностью, которая состоит в том, что при реальных соотношениях геометрических размеров и физических свойствах сред первая кусочная функция дает близкое приближение к фактическому распределению поля в активном объеме

явнополюсных электрических машин.

В настоящей работе решение магнитостатических задач осуществлено лишь в декартовых координатах, однако аналогичные решения могут быть получены и в цилиндрических координатах при угловой периодичности дискретно-однородных колец и в целом магнитного поля в объеме машины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов-Смоленский А.В., Мнацаканян М.С. Аналитический метод расчета магнитного поля в воздушном зазоре электрических машин с односторонней зубчатостью. — Электричество, 1972, № 3.

2. Инкин А.И. Аналитическое решение уравнений магнитного поля в дискретных структурах явнополюсных электрических машин. — Электричество, 1979, № 8.

3. Инкин А.И. Аналитическое исследование магнитного поля в активном объеме электрической машины с постоянными магнитами. — Электричество, 1979, № 5.

4. Инкин А.И. Расчет вихревого и потенциального магнитных полей в явнополюсных электрических машинах. — Электричество, 1983, № 5.

5. Гераскина Н.М., Инкин А.И., Жуловян В.В. Магнитное поле в воздушном зазоре электрической машины с постоянным магнитом // Электрические машины с составными активными объемами: Межвузовский сб. науч. тр. — Новосибирск: НГТУ, 1989.

[18.03.96]

Автор: Инкин Алексей Иванович окончил Новосибирский электротехнический институт в 1959 г., доктор технических наук, профессор. Основное направление научной деятельности — электромагнитные поля и каскадные схемы замещения электрических машин. Заведующий кафедрой теоретических основ электротехники Новосибирского государственного технического университета.

Уважаемые авторы!

Редакция публикует при каждой статье краткие биографические сведения об авторах. В связи с этим просим всех авторов при направлении статьи в редакцию сообщить следующие сведения:

1. Полные имена и отчества всех авторов
2. Какой факультет, какого вуза и когда закончил
3. Когда получил ученую степень, где и по какой тематике (теме) была защита
4. Место настоящей работы и должность.

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

Оценка сокращения «срока жизни» вала ротора турбогенератора¹

ДАНИЛЕВИЧ Я.Б., КАРЫМОВ А.А.

Предлагается алгоритм диагностирования накопления повреждаемости в материале валопроводов турбоагрегатов для всех видов аномальных режимов при работе турбогенераторов в энергосистемах. Электромагнитный врачающий момент вычисляется по измеренным мгновенным значениям фазных токов и напряжений генератора в аномальных режимах. Используется непрерывная расчетная схема валопровода. Для оценки повреждаемости предлагается использовать деформационный критерий для мягкого и жесткого нагружения в зоне малоцикловой усталости и силовой критерий в зоне многоцикловой усталости. Приведены результаты расчетов накопленной повреждаемости применительно к ряду мощных турбоагрегатов.

Ключевые слова: турбогенератор, ротор, крутильные колебания, накопление повреждаемости, диагностика

При работе турбогенераторов в энергосистемах постоянно происходят различного рода аномальные режимы, в результате которых возникают крутильные колебания валопроводов агрегатов, приводящие к накоплению усталостных явлений в материале роторов. Результаты расчетных исследований, выполненных рядом авторов, показывают, что при крутильных колебаниях могут возникать как значительные переменные скручивающие моменты (внезапные короткие замыкания, автоматические повторные включения, ложная синхронизация, субсинхронный резонанс), которые вызывают малоцикловую усталость, так и меньшие переменные скручивающие моменты (бросы нагрузки, асинхронный ход), вызывающие многоцикловую усталость. По мнению авторов, системы диагностики мощных турбогенераторов, включающие диагностику «срока жизни» валопровода, должны учитывать все виды аномальных режимов.

При анализе воздействия крутильных колебаний на валопровод турбоагрегата исходным этапом является определение электромагнитного врачающего момента. При проведении расчетных исследований для этого используются довольно сложные математические модели, описывающие электромагнитные процессы в турбогенераторе, работающем в энергосистеме. В отличие от методик расчетных исследований ал-

An algorithm for diagnosing a damage accumulation in turbogenerator rotor shaft material is proposed for all kinds of out-of step turbogenerator regimes. The method developed is based on determining mechanical torques during transients by measured values of phase voltages and currents. Using the known mechanical parameters of a shaft material the life reduction of the shaft followed by torsional oscillations after transients has been found. Depending on the value of loading low-cycle or multi-cycle criteria are used.

Key words: turbogenerator, rotor, torsional oscillations, life reduction, diagnostic

горитм диагностики крутильных колебаний базируется на вычислении электромагнитного врачающего момента по измеренным значениям величин, характеризующих переходный процесс. Определение вида переходного процесса, его параметров необходимо только для их регистрации вместе с результатами воздействия переходного процесса.

В [1] предложен алгоритм определения электромагнитного момента на валу синхронной машины по данным измерения мгновенных значений токов и напряжений фаз обмотки статора и выполнен анализ возможностей его реализации при установившихся и переходных процессах. Предлагается измеренные аналоговые сигналы токов и напряжений преобразовать в дискретный код с использованием многоканального анало-цифрового преобразователя. Далее на основе дифференциальных уравнений напряжений фаз обмотки статора производится вычисление значений потокосцеплений фаз путем численного интегрирования уравнений и по значениям потокосцеплений и измеренным значениям токов вычисляются и регистрируются мгновенные дискретные значения электромагнитного врачающего момента. Алгоритм должен работать в натуральном масштабе времени. В этих условиях для обеспечения приемлемой точности вычислений, особенно численного интегрирования, необходима высокая частота работы АЦП. Расчетные исследования показали, что нижняя граница частоты опроса датчиков фазных токов и напряжений составляет 1000 Гц (двадцать точек на период при частоте тока 50 Гц). При уве-

¹ Статья написана по результатам работы, выполненной ОЭЭП РАН на средства Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), проект 93-02-14952. Авторы выражают благодарность РФФИ за предоставленную возможность проведения исследований.

личении частоты работы АЦП до 5000 Гц погрешность интегрирования также уменьшается примерно в 5 раз. Разрядность АЦП зависит от выбора датчиков тока и напряжения и определяется требуемой точностью и диапазоном изменения сигнала на входе АЦП. Указанные требования вполне приемлемы для современных АЦП.

Изменение электромагнитного вращающего момента, действующего на ротор турбогенератора, является первопричиной крутильных колебаний валопровода турбоагрегата. Реакцией на изменение электромагнитного вращающего момента может быть изменение вращающего момента, действующего на ротор турбины или его составляющие, если турбина имеет несколько роторов. При разработке алгоритма диагностики предполагается, что эти изменения также могут быть определены по измеренным значениям параметров работы турбины.

Следующей составной частью общего алгоритма диагностики является математическое моделирование крутильных колебаний валопровода турбоагрегата, при котором по известным значениям вращающих моментов, действующих на отдельные роторы валопровода, вычисляются значения переменных механических скручивающих моментов, действующих на материал валопровода в отдельных его сечениях.

Современные расчетно-исследовательские методики позволяют рассматривать электромагнитные колебательные процессы в турбогенераторе, связанном с электрической сетью, вместе с крутильными колебаниями валопровода турбоагрегата. Математическая модель такого электромеханического процесса представляет собой совокупность обыкновенных дифференциальных уравнений в форме Коши, в которой каждый ротор валопровода считается жестким массивным телом, а участки между роторами — невесомыми упругими валами постоянного сечения, т.е. используется так называемая дискретная модель валопровода. Если значения вращающих моментов как функций времени известны, что характерно для алгоритма диагностики, то можно использовать непрерывную модель валопровода, в которой все механические параметры непрерывно распределены по длине валопровода. Непрерывная модель, во-первых, более точно описывает механические колебания валопровода турбоагрегата; во-вторых, позволяет вычислять значения скручивающего момента для любого конкретного сечения валопровода, а не для идеализированных участков валов постоянного сечения, как для дискретной модели. Использование непрерывной модели валопровода турбоагрегата в рассматриваемом алгоритме диагностики предпочтительнее,

чем использование дискретной модели. Алгоритм расчета скручивающих моментов с использованием непрерывной модели широко известен, апробирован в многолетней практике проектирования турбогенераторов и достаточно подробно описан, например, в [2].

Для выполнения оценки циклической прочности элементов конструкции валопровода необходимо установить уровень предельных напряжений и деформаций, которые возможны при крутильных колебаниях валопровода в предположении упругого или упругопластического деформирования. Применительно к слабо циклически разупрочняющимся материалам можно пренебречь внутренней нестационарностью поведения материала, проявляющейся при переходе от исходного нулевого полуцикла деформирования к первому и т.д., и для анализа зависимости между сдвиговыми напряжениями и деформациями при циклическом нагружении использовать степенную аппроксимацию диаграммы деформирования при однократном нагружении. Математические соотношения для этой части алгоритма приведены в [3]. В результате для расчетного сечения валопровода устанавливается зависимость между значениями скручивающего момента и сдвиговых деформаций и напряжений.

Вопрос о критериях усталостной прочности при кручении до сих пор в значительной степени является проблематичным. Большинство усталостных испытаний материалов выполнены для напряженных состояний растяжение—сжатие, сдвиг тонкостенных образцов. Математическая формулировка критерии усталостной прочности также с самого начала соответствовала растяжению—сжатию. Для перехода от деформаций сдвига к линейным деформациям следует воспользоваться какой-либо теорией прочности. При упругопластическом деформировании, возможном при больших значениях скручивающего момента, наиболее целесообразным является использование критерия удельной потенциальной энергии формообразования (Губера—Мизеса—Генки), в соответствии с которым интенсивность полных деформаций растяжения ϵ связана с интенсивностью полных сдвигов деформаций γ соотношением

$$\epsilon = \gamma / \sqrt{3}, \quad (1)$$

а связь между интенсивностями напряжений растяжения σ и напряжений кручения τ описывается соотношением

$$\sigma = \sqrt{3} \tau. \quad (2)$$

Крутильные колебания валопроводов турбоагрегатов являются нестационарным процессом.

При этом возможны случаи, когда после интервала затухания возникают значительные всплески вращающих и скручивающих моментов. Для оценки накопления усталостной повреждаемости необходимо выделение и подсчет замкнутых циклов и полуциклов деформаций и напряжений. Эта процедура выполняется с использованием метода «стока», хорошо подходящего для обработки данных нестационарных процессов.

Решающей частью алгоритма диагностики является определение повреждаемости материала за один цикл нагружения. При расчете повреждаемости по деформационному критерию при малоциклической усталости усталостной прочности обычно используются нелинейные соотношения между параметрами цикла нагружения и числом циклов до разрушения материала при заданных параметрах мягкого и жесткого нагружения. Различные модификации этих соотношений приведены, например, в [4, 5].

При малоциклической усталости выбор критерия в значительной степени зависит от склонности нагружаемого материала к циклическому упрочнению или разупрочнению.

В ряде работ указывается, что для оценки характера поведения материала основным фактором является отношение предела прочности σ_v к пределу $\sigma_{0,2}$ материала и относительное сужение сечения образца ψ при разрушении при растяжении. Исследования циклических свойств большой группы сталей показывают, что в координатах $\sigma_v/\sigma_{0,2}$ и ψ наблюдаются следующие тенденции их поведения:

при $\sigma_v/\sigma_{0,2} > 1,8$ все стали упрочняются независимо от значения ψ ;

при $\sigma_v/\sigma_{0,2} < 1,4$ и $\psi < 0,7$ — разупрочняются;

при $\sigma_v/\sigma_{0,2} < 1,4$ и $\psi > 0,7$ наблюдается область стабилизации;

при $1,4 < \sigma_v/\sigma_{0,2} < 1,8$ независимо от ψ характерно слабое упрочнение, слабое разупрочнение или стабилизация.

По своим механическим характеристикам отечественные роторные стали относятся ко второй группе по этой классификации. Так, специалистами АО «Электросила» были проведены экспериментальные исследования малоциклической усталости на гладких образцах роторной стали марки 35ХН3МФА и получены следующие значения: $\sigma_{0,2} = 690$ МПа; $\sigma_v = 840$ МПа; $\psi = 0,587$, так что $\sigma_v/\sigma_{0,2} = 1,22$.

При переходе от образцов малого диаметра к реальным размерам шеек валов турбогенераторов значение ψ еще несколько уменьшается.

Следовательно, для расчета повреждаемости роторных сталей при крутильных колебаниях валопроводов следует использовать соотношения Коффина—Мэнсона как при жестком, так и при

мягком нагружении. В [3] приведена формула для расчета повреждаемости при жестком нагружении. При мягком нагружении полная амплитуда циклической деформации e_a также состоит из двух слагаемых, первое из которых описывает пластическую деформацию и является превалирующим до значений так называемой переходной долговечности при числе циклов $N \approx 10^3 \div 10^4$. Второе слагаемое определяет упругую составляющую полной деформации и превалирует при числе циклов больше переходной долговечности. С учетом зависимости упругой составляющей деформации от числа циклов нагружения формула для расчета повреждаемости при мягком нагружении имеет вид

$$e_a = \frac{\bar{A}}{2N^{m_1}} (\alpha_{\sigma})_{\text{пр}}^2 \frac{1-r}{2} \ln \frac{100}{100-\psi_v} + \frac{\sigma_v}{E \left(4N^{m_e} = \frac{1+r}{1-r} \right)}. \quad (3)$$

Здесь r — коэффициент асимметрии цикла действительных напряжений; \bar{A} — параметр диаграммы циклического деформирования; m_1 — характеристика материала, зависящая от асимметрии цикла напряжений; ψ_v — относительное сужение образца при напряжении, равном пределу прочности; m_e — характеристика материала; $(\alpha_{\sigma})_{\text{пр}}$ — коэффициент концентрации при комбинированном нагружении приведенных напряжений в упругой области; при одномерном нагружении α_{σ} — обычный коэффициент концентрации напряжений.

При отсутствии экспериментальных данных значения величин \bar{A} , m_1 , ψ_v , m_e могут быть определены расчетным путем по значениям служебных характеристик материала σ_v , $\sigma_{0,2}$, σ_{-1} , ψ , в которых для конкретных сечений валопровода турбоагрегата должен быть учтен масштабный фактор.

Из соотношения (3) для каждого цикла нагружения с параметрами e_a и r вычисляется средняя повреждаемость за цикл:

$$\Delta a_{\text{cp}i} = \frac{1}{N}. \quad (4)$$

Накопление повреждаемости в соответствии с гипотезой Пальмгрена—Майнера определяется в виде суммы

$$D = \sum_i \Delta a_{\text{cp}i}, \quad (5)$$

а остаточный ресурс, считая от ввода турбоагрегата в эксплуатацию,

$$F = 1 - D. \quad (6)$$

Формулы (4)–(6) используются при каждом случае переходного процесса, значения D и F регистрируются системой диагностики, опре-

деляя таким образом сокращение «срока жизни» валопровода турбоагрегата.

Как уже указывалось, в соотношениях типа Коффина—Мэнсона вторые слагаемые описывают упругую составляющую деформации за цикл, превалирующую над пластической составляющей при числе циклов $N > 10^3 \div 10^4$. Фактически эта часть кривой усталости при циклическом деформировании относится к многоцикловой усталости. В этой зоне полезно использовать силовой критерий усталостной прочности, при котором определяющим накопление повреждаемости за цикл нагружения являются параметры цикла напряжений, а не деформаций. В [2] рассмотрено применение для этой цели силового критерия усталостной прочности в форме модифицированной диаграммы Багджи [6]. В качестве исходной используется следующая зависимость между средними в цикле σ_{mf} и амплитудными значениями σ_{af} разрушающих напряжений:

$$\sigma_{af} = \sigma_e \left[1 - \left(\frac{\sigma_{mf}}{R_t \sigma_t} \right)^4 \right], \quad (7)$$

где σ_t — предел текучести материала валопровода; R_t — коэффициент снижения предела текучести за счет учета масштабного фактора, коэффициента чистоты обработки поверхности, коэффициента чувствительности к надрезу и других факторов; σ_{mf} — амплитуда разрушающих напряжений при симметричном цикле нагружения ($\sigma_{mf}=0$).

При использовании этим критерием предлагаются учитывать факторы, снижающие сопротивление усталости, путем введения коэффициентов f_s и R_f перехода от действующих в реальном цикле нагружения величин σ_a' , σ_m' , σ_e' к соответствующим значениям в (7):

$$\sigma_a' = \frac{\sigma_{af}}{f_s}; \quad \sigma_m' = \frac{\sigma_{mf}}{f_s}; \quad \sigma_e' = R_f \sigma_e'. \quad (8)$$

Коэффициент f_s рекомендуется выбирать в диапазоне от 1,25 до 2,0; коэффициент $R_f \leq 1$ и зависит от тех же величин, что и коэффициент R_t .

С учетом этих коэффициентов и коэффициента асимметрии цикла

$$m = \frac{\sigma_a'}{\sigma_m'} = \frac{\sigma_{af}}{\sigma_{mf}}; \quad (9)$$

для действующих в каждом цикле нагрузок из (7) следует

$$\sigma_e' = \frac{1}{R_f} \frac{\frac{f_s \sigma_a'}{m}}{1 - \left(\frac{f_s \sigma_a'}{m R_t \sigma_t} \right)^4}. \quad (10)$$

Для оценки повреждаемости в диапазоне многоцикловой усталости $10^3 \leq N \leq 10^6$ используется зависимость между величинами σ_e' и N в виде

$$N = 10^3 \left[\left(\frac{h \sigma_B}{\sigma_e'} \right) \frac{1}{\lg \frac{h \sigma_B}{\sigma_{-1}}} \right]^3, \quad (11)$$

где $h=0,8-0,9$ для сталей.

В ходе отладки алгоритма диагностики были выполнены многочисленные расчеты накопления повреждаемости применительно к реальным конструкциям мощных турбоагрегатов для различных переходных процессов. При этом приходилось пользоваться представлением электромагнитного вращающего момента по результатам расчетов по известным методикам.

В табл. 1 приведены результаты расчета повреждаемости при различных переходных процессах в шейке валопровода между роторами турбины и генератора турбоагрегата мощностью 1000 МВт с использованием деформационного критерия усталостной прочности при мягком и жестком нагружении. Для случая жесткого нагружения использовано соотношение типа Коффина—Мэнсона, приведенное в [2] и аналогичное по своей структуре (3).

Таблица 1

Тип переходного процесса	Суммарная накопленная повреждаемость (доли ед.) по деформационному критерию при нагружении	
	мягком	жестком
Трехфазное ВКЗ за трансформатором из номинальной нагрузки	$0,344 \cdot 10^{-2}$	$0,829 \cdot 10^{-3}$
Трехфазное ВКЗ за трансформатором из номинальной нагрузки, бестоковая пауза и АПВ на неустранимое ВКЗ:		
$t_1 = 0,092$ с (отключение ВКЗ)	$0,315 \cdot 10^{-3}$	$0,689 \cdot 10^{-4}$
$t_2 = 0,292$ с (окончание бестоковой паузы)	$0,231 \cdot 10^{-2}$	$0,659 \cdot 10^{-3}$
$t_3 = 0,492$ с (окончание переходного процесса)	$0,387 \cdot 10^{-2}$	$0,108 \cdot 10^{-2}$
Трехфазное ВКЗ за трансформатором из номинальной нагрузки и отключение ВКЗ без отключения генератора от сети:		
$t_1 = 0,100$ с (отключение ВКЗ)	$0,533 \cdot 10^{-3}$	$0,114 \cdot 10^{-3}$
$t_2 = 0,300$ с (окончание переходного процесса)	$0,552 \cdot 10^{-3}$	$0,741 \cdot 10^{-3}$

Для большинства приведенных в табл. 1 результатов значения повреждаемости при использовании соотношения для мягкого нагружения больше, чем для жесткого. Однако в последнем случае это правило нарушается. Аналогичные со-

ответствия между результатами расчетов по мягкому и жесткому нагружению получены авторами применительно к другим типам мощных турбогенераторов.

В табл. 2 приведены результаты расчета накопленной повреждаемости в шейке валопровода между роторами турбины и генератора для мощных турбоагрегатов с использованием силового критерия.

Таблица 2

Мощность агрегата, МВт	Повреждаемость (доли ед.)	
	Полный сброс нагрузки	Асинхронный ход
200	$0,418 \cdot 10^{-4}$	$0,332 \cdot 10^{-3}$
800	$0,262 \cdot 10^{-3}$	$0,140 \cdot 10^{-4}$
1000	$0,257 \cdot 10^{-2}$	$0,900 \cdot 10^{-5}$

Значения накопленной повреждаемости, приведенные в табл. 1 и 2, близки по порядку значений. Следовательно, при работе алгоритма диагностики «срок жизни» роторов турбоагрегатов, учитывая свойства роторных сталей, необходимо использовать три критерия усталостной прочности: деформационный критерий при мягким и жестким нагружении и силовой критерий. Результирующей оценкой, накопленной за переходный процесс повреждаемости, является наибольшее из полученных значений.

Значения накопленной повреждаемости для всех переходных процессов, для которых проводился анализ, весьма невелики. Это связано прежде всего с тем, что при проектировании валопроводов турбоагрегатов шейкам валов уделяется особое внимание. Фактически в расчетах при проектировании учитываются основные виды возможных переходных процессов. Анализ значений скручивающих моментов в шейках различных валопроводов показывает, что деформирование практически всегда происходит в упругой области. Однако использование алгоритма «срок жизни» ротора в системе диагностики турбоагрегата целесообразно, так как, во-первых, переходные процессы, вызывающие крутильные колебания валопроводов, происходят довольно ча-

сто; во-вторых, значение остаточного ресурса валопровода в течение длительного срока эксплуатации позволяет оценить запас для непредвиденных переходных процессов.

Целесообразно и необходимо дальнейшее обоснование и развитие алгоритма диагностики. Основным направлением при этом является проведение испытаний и накопление данных по усталостной прочности на кручение роторных сталей, включая испытания образцов большого диаметра. Вторым направлением является продолжение опробования и отладки алгоритма диагностики, проведение численных экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Сидельников А.В. Определение электромагнитного момента на валу синхронной машины по данным измерения мгновенных токов и напряжений фаз обмотки статора. — В кн. «Создание и исследование новых типов генераторов» под ред. чл.-корр. АН СССР Я.Б. Данилевича. — Л.: ВНИИ-электромаш, 1991.
- Детинко Ф.М., Загородная Г.А., Фастовский В.Н. Прочность и колебания электрических машин. — Л.: Энергия, 1969.
- Данилевич Я.В., Карымов А.А., Иванова А.В. Исследование остаточного «срока жизни» вала ротора турбогенератора. — Изв. АН. Энергетика, 1994, № 5.
- Прочность конструкций при малоцикловом нагружении / Н.А. Махутов, А.З. Воробьев, М.М. Гаденин и др. — М.: Наука, 1983.
- Когаев В.П., Махумов И.А., Гусенков А.П. Расчеты деталей машин и конструкций на прочность и долговечность. Справочник. — М.: Машиностроение, 1985.
- Багдзи С. Применение метода конечных элементов и модифицированной диаграммы Багдзи усталостной прочности в автоматизированном проектировании приводных валов. — Труды американского общества инженеров-механиков. Конструирование и технология машиностроения, 1988, № 3.

(25.04.96)

Авторы: Данилевич Януш Брониславович окончил электромеханический факультет Ленинградского политехнического института (ЛПИ) в 1955 г. В 1973 г. защитил докторскую диссертацию по теме «Добавочные потери в турбо- и гидрогенераторах большой мощности». С 1987 г. член-корреспондент Академии наук СССР (ныне Российской Академии наук), директор ОЭЭП РАН.

Карымов Анатолий Анатольевич окончил физико-механический факультет ЛПИ в 1957 г. В 1966 г. защитил кандидатскую диссертацию. Скончался в 1996 г.

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ
И ЧИТАТЕЛЕЙ!

Каждый автор имеет право бесплатно получить 1 экз. журнала с его статьей.

Экземпляры номеров журнала «Электричество» за последние годы можно приобрести в редакции журнала (Б. Черкасский пер., 2/10, тел. 924-24-80).

Реализация гарантирующего управления и H^∞ управления» на основе промышленных регуляторов

ПЕТРОВ Ю.П.

Дано решение проблемы синтеза гарантирующего управления для линейных односвязных систем. Это управление обеспечивает наименьший из возможных гарантированный уровень критерия качества для любого спектра стационарного случайного возмущающего воздействия. Показано, что для очень многих объектов управления гарантирующее управление может быть реализовано простым пропорциональным регулятором, давно освоенным промышленностью.

Ключевые слова: электропривод, гарантирующее управление, линейные односвязные системы

Статья посвящена синтезу регуляторов, реализующих так называемое гарантирующее управление, т.е. оптимальное управление при неизвестном или меняющемся во времени спектре возмущающих воздействий. Такое управление должно гарантировать, что для любого спектра возмущающих воздействий критерий качества не превысит некоторого (наименьшего из всех возможных) гарантированного уровня.

Проблема гарантирующего управления была впервые поставлена, а для ряда частных случаев и решена в [3]. Несколько позже, начиная с 1981 г., этой проблемой активно заинтересовались американские исследователи, которые использовали для ее решения методы теории H^∞ управления. Число зарубежных работ, посвященных этой тематике, исчисляется уже многими десятками (первой считается статья Зеймса, опубликованная в 1981 г.); их обзор дан в [1, 2]. Часто управление, гарантирующее определенное значение критерия качества при любом спектре возмущающего воздействия, называют H^∞ управлением».

Методы теории H^∞ управления приводят, как известно, к сложным алгоритмам и не дают возможности получить решение в замкнутой форме [1, 2]. Будем использовать для решения проблемы гарантирующего управления вариационные методы, ранее предложенные в [3, 4]. Эти методы гораздо быстрее ведут к цели, а в ряде случаев позволяют дать решение в замкнутой форме. Будем рассматривать линейные односвязные системы управления, математической моделью которых является уравнение

$$A(D)x = B(D)u + \varphi(t), \quad (1)$$

где x — регулируемая переменная; u — управляющее воздействие; $A(D) = a_n D^n + a_{n-1} D^{n-1} + \dots + a_0$, $B(D) = b_m D^m + \dots + b_0$ — полиномы от оператора дифференцирования $D = \frac{d}{dt}$; $\varphi(t)$ — возмущающее воздействие, стационарный случайный (но в некоторых случаях — детерминированный) процесс с конечным средним квадратом:

$$\sigma_\varphi^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \varphi^2 dt. \quad (2)$$

Спектр $S_\varphi(\omega)$ возмущающего воздействия неизвестен, можно лишь записать (согласно общему определению спектра), что

$$\int_0^\infty S_\varphi(\omega) d\omega = \sigma_\varphi^2. \quad (3)$$

Поскольку рассматриваемая нами задача линейна, то без ограничения общности можно полагать $\sigma_\varphi^2 = 1$. Критерием качества является σ_x^2 — средний квадрат регулируемой переменной.

Средний квадрат управляющего воздействия ограничен

$$\sigma_u^2 = n^2, \quad (4)$$

поэтому в рассмотрение вводится составной критерий качества

$$J = m^2 \sigma_x^2 + \sigma_u^2, \quad (5)$$

где m^2 — множитель Лагранжа, который в дальнейшем подлежит определению из условия $\sigma_u^2 = n^2$.

Замкнем систему (1) обратной связью (регулятором)

$$u = -W(D)x, \quad (6)$$

где $W(D)$ — дробно-линейная функция от оператора дифференцирования $D = \frac{d}{dt}$. Если регулятор (6) обеспечивает устойчивость замкнутой системы, то критерий качества (5) в замкнутой системе может быть, как известно, вычислен по формуле

$$J = \int_0^{\infty} S_{\varphi}(\omega) \frac{m^2 + |W(j\omega)|^2}{|A(j\omega) + B(j\omega)W(j\omega)|^2} d\omega. \quad (7)$$

Теперь можно вариационными методами искать частотную характеристику (функцию $W(j\omega)$) оптимального регулятора, доставляющую минимум интегралу (7), а затем и значение этого минимума. Выполнив вычисления, подробно описанные в [3], получим

$$\min_u J = \int_0^{\infty} S_{\varphi}(\omega) \frac{m^2 d\omega}{|A(j\omega)|^2 + m^2 |B(j\omega)|^2}. \quad (8)$$

Далее можно вычислить наихудший спектр возмущающего воздействия, т.е. функцию $S_{\varphi}(\omega)$, доставляющую максимум интегралу (8) при учете условия (3). Легко убедиться, что наихудшим будет спектр в виде обобщенной δ -функции Дирака

$$S_{\varphi}(\omega) = \delta(\omega - \omega_m), \quad (9)$$

т.е. $S_{\varphi}=0$ при $\omega \neq \omega_m$ и $S_{\varphi} \rightarrow \infty$ при $\omega = \omega_m$, где ω_m — та частота, при которой достигает минимума функция $|A(j\omega)|^2 + m^2 |B(j\omega)|^2$. Одновременно выполняется соотношение $\int_0^{\infty} S_{\varphi}(\omega) d\omega = 1$. Подставив значение (9) в интеграл (8), получим

$$\max_{\varphi} \min_u J = \frac{m^2}{|A(j\omega_m)|^2 + m^2 |B(j\omega_m)|^2}.$$

Поскольку спектру (9) соответствует процесс $\varphi(t)$, являющийся гармоническим колебанием

$$\varphi(t) = \sqrt{2} \sin(\omega_m t + \theta), \quad (10)$$

где θ — произвольная фаза, а в частном случае при $\omega_m=0$ спектру (9) соответствует постоянная сила $\varphi(t)=1$, наиболее неблагоприятным возмущающим воздействием $\varphi(t)$ для системы управления (1) является детерминированное воздействие (10), а при $\omega_m=0$ — постоянная сила.

Нетрудно построить и управление, оптимальное для этого воздействия. Действительно, спектр (9) является предельным случаем некоторых спектров вида

$$S_{\varphi} = \frac{a_p \omega^{2p} + a_{p-1} \omega^{2p-2} + \dots + a_0}{b_q \omega^{2q} + b_{q-1} \omega^{2q-2} + \dots + b_0}. \quad (11)$$

при стремлении некоторых коэффициентов к нулю. Например, спектры

$$S_1 = \frac{2}{\pi} \frac{\alpha}{\alpha^2 + \omega^2}; \quad S_2 = \frac{4}{\pi} \frac{\alpha^2}{(\alpha^2 + \omega^2)^2} \quad (12)$$

при $\alpha \rightarrow 0$ одинаково превращаются в $\delta(\omega)$. Оба спектра при $\alpha \rightarrow 0$ соответствуют возмущающему воздействию в виде постоянной силы.

Поскольку синтез регуляторов, оптимальных для спектров вида (11), подробно описан, например, в [4—6] и имеет хорошо разработанное программное обеспечение, то построить регулятор с хорошим приближением, оптимальный для наиболее неблагоприятного возмущающего воздействия, несложно: достаточно найти значение ω_m , доставляющее максимум функции

$$M = |A(j\omega)|^2 + m^2 |B(j\omega)|^2, \quad (13)$$

а затем аппроксимировать спектр $S_{\varphi} = \delta(\omega - \omega_m)$ выражением вида (11) и по описанным в [6] алгоритмам синтезировать оптимальное управление $u = -W(D)x$. Это управление будет гарантирующим, если выполняется простое условие, вытекающее из формулы (7): функция

$$F = \frac{m^2 + |W(j\omega)|^2}{|A(j\omega) + B(j\omega)W(j\omega)|^2} \quad (14)$$

достигает наибольшего значения при $\omega = \omega_m$. Если регулятор $u = -W(D)x$, оптимальный для наихудшего возмущающего воздействия (10), не удовлетворяет условию (14), то нужно взять другой оптимальный регулятор и на основе другой аппроксимации спектра (9) проверить для него условие (14). Для спектров в виде δ -функции Дирака (9) оптимальных регуляторов может быть много (в отличие от непрерывного спектра). Это было впервые установлено в [7].

Отметим важный частный случай, когда гарантирующее управление реализуется особенно легко и решение проблемы гарантирующего управления получается в замкнутой форме: функции $|A(j\omega)|^2$ и $|B(j\omega)|^2$ чаще всего возрастают с ростом аргумента ω и достигают минимума при $\omega=0$. Поэтому часто функция (13) и функция

$$|A(j\omega) + kB(j\omega)|^2 \quad (15)$$

достигают минимума при $\omega=0$. Если это так и, кроме того,

$$A(D) + kB(D) \quad (16)$$

является полиномом Гурвица, т.е. все его корни имеют отрицательные вещественные части, то гарантирующее управление обеспечивает предельно простые пропорциональные регуляторы вида

$$u_{\text{гар}} = -kx, \quad (17)$$

давно освоенные промышленностью.

Действительно, если функция (13) достигает минимума при $\omega=0$, то наихудшим возмущающим воздействием будет постоянная сила $\varphi(t)=1$, для которой одним из оптимальных будет регулятор (17). А для этого регулятора $W(j\omega)=k$, поэтому условие (15) эквивалентно условию (14). Отсюда следует, что регулятор (17) в данном случае является гарантирующим.

Таким образом, мы установили, что для весьма широкого круга систем управления, удовлетворяющих обычно выполняющимся условиям (15) и (16), гарантирующее управление реализуют предельно простые регуляторы (17). Названные «промышленными», они могут использоваться также для оптимизации движущихся объектов, приборных систем и т. п.

Рассмотрим теперь системы управления (1) при $B(D)=1$. Если $A(D)$ — полином Гурвица, то, по крайней мере, одно из гарантирующих управлений можно построить сразу [3]:

$$u_{\text{гар}} = -\frac{n}{1-n}A(D)x. \quad (18)$$

Значение n берется из равенства (4); управление (18) обеспечивает для σ_x значение

$$\sigma_{x\text{гар}} = \sigma_{xp}(1-n), \quad (19)$$

где

$$\sigma_{xp}^2 = \int_0^\infty S_\varphi \frac{d\omega}{|A(j\omega)|^2} \quad (20)$$

является значением σ_x^2 при $u=0$, т. е. в разомкнутой системе.

Перейдя к среднеквадратичным значениям $\sigma_u=n$ и σ_x имеем

$$\sigma_{x\text{гар}} = \sigma_{xp}(1-\sigma_u), \quad (21)$$

т. е. $\sigma_{x\text{гар}}$ зависит от σ_u линейно.

Управление (18), разумеется, очень неудобно в реализации, поскольку требует многократного идеального дифференцирования. Регулятор (18) не удовлетворяет условию физической реализуемости. Однако для наиболее важного частного случая, когда функция $|A(j\omega)|^2$ достигает минимума при $\omega=0$ и наиболее неблагоприятным является возмущающее воздействие в виде постоянной силы $\varphi(t)=1$, управление (18) может быть заменено на простое управление $u=-kx=-\frac{na_0}{1-n}x$, которое в данном случае при выполнении дополнительного условия $A(D)+k$ также является гарантирующим.

Перейдем теперь к рассмотрению возможно-

стей гарантирующего управления в системе (1) при $B(D)=1$ и полиноме $A(D)$, не являющимся полиномом Гурвица. Если в (4) $n \geq 1$, то легко обеспечить значения σ_x^2 и σ_u^2 , сколь угодно близкими к $\sigma_x^2=0$ и $\sigma_u^2=1$. Для этого достаточно взять управление $u=-W(D)x$, где $W(D)$ — один из полиномов степени n с большими коэффициентами, все корни которого лежат в левой полуплоскости, далеко от мнимой оси. Тогда, как легко проверить, чем больше будут коэффициенты полинома $W(D)$, тем ближе мы подойдем к идеальным равенствам $\sigma_x=0$, $\sigma_u=1$. При $n \geq 1$ проблема построения гарантирующего управления, как мы убеждаемся, тривиальна и имеет много простых решений. В то же время, если $n < 1$, то при полиноме Гурвица $A(D)$ задача построения гарантирующего управления уже не тривиальна, но всегда имеет решение (например, выражаемое формулой (18)). Если же $A(D)$ — не полином Гурвица (т. е. если система (1) без управления не устойчива), то при $n < 1$ гарантирующих управлений не существует. Докажем это сначала для случая, когда полином $A(D)$ имеет хотя бы один действительный положительный или нулевой корень, а затем — для случая, когда $A(D)$ имеет хотя бы одну пару комплексных сопряженных корней с неотрицательной вещественной частью. В первом случае мы будем опираться на выведенную в [3] формулу для управления, доставляющего для системы (1) при $B(D)=1$ минимум критерию качества (5) при возмущающем воздействии со спектром:

$$S_\varphi = \frac{2}{\pi} \frac{\alpha}{\alpha^2 + \omega^2}. \quad (22)$$

Это управление имеет вид

$$u = \left[A(D) - \frac{G(D)}{k} \right] x, \quad (23)$$

где $G(D)$ — полином Гурвица, определяемый из равенства

$$A(D)A(-D) + m^2 = G(D)G(-D), \quad (24)$$

а постоянная $k = \frac{A(\alpha)}{G(\alpha)}$.

Процессы, протекающие в системе (1), замкнутой регулятором (23), описываются уравнениями

$$G(D)x = k\varphi; \quad (25)$$

$$G(D)u = [kA(D) - G(D)]\varphi.$$

Из (25) следует, что если полином $A(D)$ имеет действительный положительный (или равный нулю) корень $D_1=\alpha$, то при возмущающем воздействии (22) значение $k=0$ и, следовательно, $\sigma_u=1$ и $\sigma_x=0$. Поскольку управление (23) оп-

тимально, никакое другое управление, удовлетворяющее ограничению $\sigma_u < 1$, не сможет при возмущающем воздействии со спектром (22) обеспечить даже устойчивость замкнутой системы.

Для второго случая, когда полином $A(D)$ имеет хотя бы одну пару комплексных сопряженных корней $D_{1,2} = \alpha \pm j\beta$, где $\alpha \geq 0$, будем опираться на выведенную также в [3] формулу для регулятора, обеспечивающего для системы (1) при $B(D) = 1$ минимум критерия качества (5) при возмущающем воздействии со спектром

$$S_\varphi = \frac{4\alpha}{\pi} \frac{\alpha^2 + \beta^2}{(\alpha^2 + \beta^2 + \omega^2)^2 - 4\beta^2 \omega^2}. \quad (26)$$

Этот регулятор имеет вид

$$u = \left[A(D) - \frac{G(D)}{a+bD} \right] x, \quad (27)$$

где $G(D)$ определяется по (24), а постоянные a и b — через вещественную и мнимую части комплексного числа $k_1 + jk_2 = \frac{A(\alpha - j\beta)}{G(\alpha - j\beta)}$, причем $a = k_1 + \frac{\alpha}{\beta} k_2$, $b = \frac{k_2}{\beta}$. Процессы в системе (1), замкнутой регулятором (27), будут описываться уравнениями:

$$G(D)x = (a + bD)\varphi(t); \quad (28)$$

$$G(D)u = [a + bD]A(D) - G(D)\varphi(t).$$

Легко проверить, что в нашем случае $A(\alpha - j\beta) = 0$, т. е. $a = b = 0$, следовательно, $\sigma_a = 1$, $\sigma_x = 0$. Это означает, что при возмущающем воздействии со спектром (26), для которого $\int_0^\infty S_\varphi(\omega) d\omega = \sigma_\varphi^2 = 1$, никакое управление, подчиненное ограничению $\sigma_u < 1$, не сможет обеспечить даже устойчивость замкнутой системы. Доказательство завершено. Мы убедились, что при $A(D)$ не являющимся полиномом Гурвица, гарантированных управлений (кроме тривиальных) не существует.

Отметим, что регулятор (27), как и регулятор (23), не является физически реализуемым, но формулы (23) и (27) используются только для доказательства. Проблема реализации регуляторов, близких по качеству к регуляторам (23) и (27), рассмотрена в [4–6].

Интересно проследить за зависимостью гарантированного значения σ_x от σ_u , выражаемой формулой (21), когда один из корней полинома Гурвица $A(D)$ приближается к мнимой оси. Зависимость $\sigma_{x\text{гар}}$ от σ_u остается прямой линией, проходящей через точку $\sigma_x = \sigma_{xp}$, $\sigma_u = 0$ и точку $\sigma_x = 0$, $\sigma_u = 1$. При приближении корня к мнимой оси значение σ_{xp} возрастает, а когда он достигает

мнимой оси, значение $\sigma_{xp} \rightarrow \infty$, и от всей зависимости $\sigma_{x\text{гар}}$ от σ_u остается единственная точка $\sigma_x = 0$, $\sigma_u = 1$.

Перейдем теперь к исследованию таких систем управления вида (1), для которых необходимо учитывать погрешности измерения в канале обратной связи и уравнение регулятора записывать в виде

$$u = -W(D)y, \quad (29)$$

где $W(D)$ — дробно-рациональная функция от оператора дифференцирования $D = \frac{d}{dt}$, а $y = x + \psi(t)$, где $\psi(t)$ — погрешность измерения, стационарный случайный (в частном случае может быть и детерминированным) процесс с неизвестным спектром $S_\psi(\omega)$ и конечным средним квадратом $\int_0^\infty S_\psi(\omega) d\omega = \sigma_\psi^2$. Рассмотрим случай, когда ограничения на управление не существенны и критерием качества является σ_x^2 .

Если $B(D)$ — полином Гурвица, то, приняв величину $B(D)u$ за новое управление u_1 , можно свести исследование систем вида (1) к более простому случаю $B(D) = 1$. В дальнейшем полином $A(D)$ предполагаем полиномом Гурвица.

При исследовании удобно исходить из полученных в [3] формул для абсолютного минимума критерия σ_x^2 для системы (1):

$$\sigma_{x\text{min}}^2 = \int_0^\infty S_\varphi S_\psi \frac{d\omega}{|A(j\omega)|^2 S_\psi + S_\varphi} \quad (30)$$

и для частотной характеристики регулятора, реализующего этот минимум (при условии, что условие устойчивости выполнено),

$$W(j\omega) = -\frac{1}{A(-j\omega)} \frac{S_\varphi(\omega)}{S_\psi(\omega)}. \quad (31)$$

Теперь достаточно вариационными методами определить, на какой функции достигает максимума интеграл (30) при заданном σ_ψ , и найти (выкладки приведены в [4]) наиболее неблагоприятное сочетание спектров S_φ и S_ψ :

$$\frac{S_\psi(\omega)}{S_\varphi(\omega)} = \frac{\sigma_\psi^2}{\sigma_{xp}^2} \frac{1}{|A(j\omega)|^2}, \quad (32)$$

где

$$\sigma_{xp}^2 = \int_0^\infty S_\varphi \frac{d\omega}{|A(j\omega)|^2}. \quad (33)$$

Подставив (32) в (31), получим формулу для регулятора, оптимального для наиболее неблагоприятного сочетания спектров S_φ и S_ψ :

$$u = -\frac{\sigma_{xp}^2}{\sigma_\psi^2} A(D)y. \quad (34)$$

Замкнув этим регулятором систему (1) и вычислив σ_x^2 , убедимся, что замкнутая система устойчива и значение

$$\sigma_x^2 = \frac{\sigma_{xp}^2 \sigma_\psi^2}{\sigma_{xp}^2 + \sigma_\psi^2} \quad (35)$$

не зависит от спектра S_ψ .

Таким образом, регулятор (34) является гарантирующим, а значение (35) — гарантированным уровнем критерия качества σ_x^2 сразу для двух возможных вариантов. Если спектр S_φ задан, то задано в соответствии с (33) и значение σ_{xp}^2 , и тогда формула (35) отражает гарантированное значение σ_x^2 при заданном спектре S_φ и любом возможном спектре S_ψ . Если же спектр S_φ может быть любым, то сперва нужно найти S_φ , доставляющее максимум интегралу (34). Как легко убедиться, максимум доставит спектр в виде обобщенной δ -функции Дирака $S_\varphi = \delta(\omega - \omega_m)$, где ω_m — частота, на которой достигает минимума функция $|A(j\omega)|$, и в этом случае $\sigma_{xp}^2 = \frac{1}{|A(j\omega_m)|^2}$.

Подставив полученное значение σ_{xp}^2 в (35), получим гарантированное значение σ_x^2 для наиболее неблагоприятного сочетания спектров S_φ и S_ψ . (Заметим, если $S_\varphi = \delta(\omega - \omega_m)$, то, как показывает (32), наиболее неблагоприятным спектром S_ψ также будет δ -функция $S_\psi = \sigma_\psi^2 \delta(\omega - \omega_m)$.)

Гарантирующий регулятор (34), описанный в монографии [4], неудобен в реализации. Однако можно по результатам [7] предпринять поиски более простого гарантирующего управления. Заметим, что для очень многих объектов управления модуль частотной характеристики замкнутой системы $\frac{1}{|A(j\omega)|}$ достигает максимума при $\omega = 0$, а для всех этих объектов гарантирующим будет не только регулятор (27), но также и регулятор

$$u = -ky = -\frac{\sigma_{xp}^2}{\sigma_\psi^2} a_0 y, \quad (36)$$

гарантирующий то же значение σ_x^2 , вычисляемое по (35). Убеждаемся, что в данном случае гарантирующим снова оказывается простой пропорциональный регулятор.

Пример. Рассмотрим объект управления

$$(D + 1)x = u + \varphi(t),$$

и пусть $\sigma_\psi = 0,2$. Модуль частотной характеристики

достигает максимума при $\omega = 0$.

Если задан спектр возмущающего воздействия $S_\varphi = \frac{2}{\pi} \frac{1}{1+\omega^2}$, то $\sigma_{xp}^2 = 0,5$. По (34) находим гарантирующий регулятор $u_{\text{гар}} = -12,5y$, который гарантирует, что для любого спектра погрешностей измерения $\sigma_x^2 \leq 0,037$. Наиболее неблагоприятным спектром погрешности измерений будет $S_\psi = \frac{0,16}{\pi} \frac{1}{(1+\omega^2)^2}$. Если и спектр возмущающего воздействия может быть любым, то, как показывает (32), наиболее неблагоприятным будет спектр $S_\varphi = \delta(\omega)$, т. е. наиболее опасным воздействием будет постоянная сила. В этом случае $\sigma_{xp}^2 = 1$, и согласно формуле (36) гарантирующим будет регулятор $u = -25y$, а гарантированным значением критерия качества $\sigma_x^2 = 0,03846$.

Формулы (30)–(36) удобны своей «прозрачностью»: сразу видно, от чего зависят коэффициенты гарантирующих регуляторов и гарантированное значение критерия качества, как меняются они при изменении спектров S_φ и S_ψ и значения σ_ψ . Формула (32) позволяет выбрать из различных возможных измерительных приборов в цепи обратной связи с различными спектрами погрешностей прибор, наиболее удобный для данной системы, приводящий к наименьшей результатирующей погрешности σ_x .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Себряков Г.Г., Семенов А.В. Методы H^∞ теории управления (обзор). — Изв. АН СССР, Техническая кибернетика, 1989, № 2.
- Барабанов А.Е., Первозванский А.А. Оптимизация по равномерно-частотным критериям (H^∞ теория). — Автоматика и телемеханика, 1992, № 9.
- Петров Ю.П. Оптимизация управляемых систем, испытывающих воздействие ветра и морского волнения. — Л.: Судостроение, 1973.
- Петров Ю.П. Вариационные методы теории оптимального управления. — Л.: Энергия, 1977.
- Абдуллаев Н.Д., Петров Ю.П. Теория и методы проектирования оптимальных регуляторов. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
- Петров Ю.П. Синтез оптимальных систем управления при неполноту известных возмущающих силах. Учебное пособие. — Л.: Изд-во ЛГУ, 1987.
- Петров Ю.П. О неединственности решения задачи синтеза оптимального регулятора. — Изв. вузов. Электромеханика, 1974, № 2.
- Петров Ю.П. Гарантирующее управление в линейных системах. — Изв. АН СССР. Техническая кибернетика, 1981, № 3.

[29.02.96]

Автор: Петров Юрий Петрович — доктор технических наук, профессор Санкт-Петербургского государственного университета.

Математическая модель мехатронного поворотного стола

ДРОЗДОВ В.Н., НИКИФОРОВ В.О., ВОЛКОВ М.А.

Предложена математическая модель низкоскоростного мехатронного поворотного стола с бесконтактным электродвигателем. Предлагаемая модель описывает последовательное преобразование входного управляющего сигнала (постоянного напряжения) в выходную регулируемую величину (угол поворота ротора), что определяет удобство ее использования при разработке алгоритмов управления поворотным столом. Учет неидеальности характеристик двигателя позволяет установить причины ряда нелинейных эффектов и определить способы их подавления.

Ключевые слова: низкоскоростной мехатронный поворотный стол, бесконтактный электродвигатель, моделирование

Существенное улучшение свойств технологического оборудования все в большей степени связывают с мехатронными принципами его построения. В ОКБ станкостроения г. Санкт-Петербурга разрабатывается серия мехатронных поворотных столов, представляющих собой законченную электромеханическую систему с бесконтактным двигателем и встроенным датчиком угла поворота [1]. Отказ от традиционной конструкции с редуктором и серийным двигателем существенно упростил конструкцию стола и его изготовление за счет исключения сложных и высокоточных кинематических передач. Высокое качество металлообработки на поворотном столе обеспечивается в основном системой управления, качественные показатели которой определяются прежде всего алгоритмом упрощающей ЭВМ. Основным исходным материалом для синтеза алгоритма управления системы является математическая модель объекта. Построение такой модели является содержанием настоящей статьи.

Предлагаемая модель описывает последовательное преобразование входного управляющего сигнала (постоянного напряжения) в выходную регулируемую величину (угол поворота ротора). Построение математической модели в терминах «вход—выход» определяет удобство ее использования при разработке алгоритмов управления поворотным столом и одновременно является основным отличием от уже известных моделей, описывающих электромагнитные и электромеханические процессы в бесколлекторных двигателях [2—4]. Учет неидеальности характеристик двигателя позволяет установить причины ряда нелинейных эффектов и определить способы их подавления.

Принцип действия поворотного стола. Ме-

A mathematical model of a low-speed mechatronic revolving table driven by a brushless motor is proposed. The model describes a sequence of transformations of the constant voltage input signal into the output one of an adjustable value (the table angular position) and can be used for designing the table drive control system algorithm. An account taken of non-ideality of motor characteristics makes it possible to reveal the causes of a number of non-linear effects and to determine the methods for their eliminating.

Key words: low-speed mechatronic revolving table, brushless motor, simulation

хатронный поворотный стол представляет собой законченную электромеханическую систему. Он состоит из ротора с постоянными магнитами с числом полюсов $2p$. Ось вращения ротора вертикальна, ротор установлен на опорном подшипнике. С ротором в его верхней части скреплен собственно стол, на котором устанавливается обрабатываемая деталь. Ротор размещается в статоре с трехфазной $2p$ -полюсной обмоткой. Ось ротора связана с датчиком положения (ДП), определяющим угол поворота ротора φ , сигнал с датчика положения подается на вход координатного преобразователя (КП), на второй вход которого поступает управляющий сигнал $U_{\text{уп}}$ в виде медленно меняющегося немодулированного напряжения. Координатный преобразователь вырабатывает фазовые напряжения U_1, U_2, U_3 , изменяющиеся по синусоидальному закону в функции электрического угла $\varphi_3 = p\varphi$ и сдвинутые относительно друг друга на 120° . Эти напряжения усиливаются по мощности в тиристорном преобразователе и прикладываются к обмоткам статора, вследствие чего возникают статорные токи I_1, I_2, I_3 . В результате взаимодействия токов статора и магнитного потока ротора возникает вращающий момент. Максимальное значение момента обеспечивается надлежащей установкой ДП на валу ротора.

Синтез математической модели. Входным или управляющим сигналом мехатронного стола как объекта управления является сигнал $U_{\text{уп}}$ на входе координатного преобразователя, а выходным сигналом — угол поворота ротора φ . Работа координатного преобразователя описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} U_1 &= U_{\text{уп}} \sin(\varphi_3 + \theta_3); \\ U_2 &= U_{\text{уп}} \sin(\varphi_3 + \theta_3 + 120^\circ); \end{aligned} \quad (1)$$

$$U_3 = U_{\text{ун}} \sin(\varphi_3 + \theta_3 + 240^\circ); \quad (2)$$

$$\varphi_3 + \theta_3 = p(\varphi + \theta),$$

где p — число пар полюсов двигателя; θ_3 — электрический угол нагрузки; θ — угол начальной установки датчика на валу ротора (подбирается экстремально таким образом, чтобы обеспечить максимальный вращающий момент при заторможенном роторе, что достигается при условии $\theta_3 = \theta/p = 90^\circ$). Под влиянием приложенных напряжений в обмотках статора протекают токи, значения которых вычисляются из уравнений:

$$\frac{dI_j}{dt} = -\frac{R_j}{L_j} I_j + \frac{1}{L_j} (U_j + e_j), \quad j=1, 2, 3, \quad (3)$$

где R_j — активное сопротивление; L_j — индуктивность j -й статорной обмотки. ПротивоЭДС e_j равны

$$e_j = -\frac{d\Psi_j}{dt}, \quad j=1, 2, 3, \quad (4)$$

где Ψ_j — потокосцепление поля ротора с j -й обмоткой:

$$\Psi_j = w_j \Phi_p \left[\cos(\varphi_3 + \theta_3 + \alpha_j) + \sum_{i=1}^n \Delta_i \cos i(\varphi_3 + \theta_3 + \alpha_j) \right],$$

$$j = 1, 2, 3, \quad (5)$$

где Φ_p — магнитный поток ротора; Δ_i — относительная амплитуда i -й гармоники поля ротора, вызванной его не строго синусоидальным распределением (как правило принимают во внимание только гармоники с нечетными номерами i , что соответствует разложению в ряд Фурье прямоугольной волны [2]); w_j — число витков j -й обмотки статора; n — номер высшей гармоники, принятой во внимание; $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 120^\circ$, $\alpha_3 = 240^\circ$. При наличии эксцентрикитета посадки ротора относительно статора магнитный поток изменяется по закону

$$\Phi_p = \frac{\Phi_{\text{рн}}}{1 + \varepsilon \sin(\varphi + \varphi_0)}, \quad (6)$$

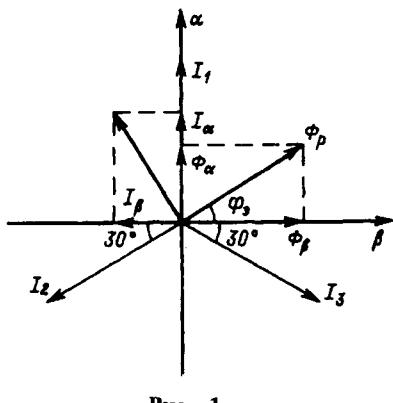


Рис. 1

где ε — относительный эксцентрикитет; $\Phi_{\text{рн}}$ — поток ротора при равномерном зазоре; φ_0 — постоянный угол, зависящий от сборки мехатронного стола.

Выражение для вращающего момента удобно получить в осях α , β эквивалентной двухфазной машины [5]. Примем, что ось α совпадает с осью 1-й статорной обмотки (рис. 1), тогда

$$I_\beta = I_3 \cos 30^\circ - I_2 \cos 30^\circ; \quad (7)$$

$$I_\alpha = I_1 - (I_2 + I_3) \sin 30^\circ;$$

$$\Phi_\beta = \Phi_p \left(\cos \varphi_3 + \sum_{i=1}^n \Delta_i \cos i \varphi_3 \right); \quad (8)$$

$$\Phi_\alpha = \Phi_p \left(\sin \varphi_3 + \sum_{i=1}^n \Delta_i \sin i \varphi_3 \right).$$

Вращающий момент электродвигателя

$$M = C_m (\Phi_\beta I_\alpha + \Phi_\alpha I_\beta), \quad (9)$$

где C_m — конструктивная постоянная двигателя. На основании законов механики имеем

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega; \quad (10)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{J} (M - M_h), \quad (11)$$

где ω — угловая скорость вращения выходного вала; M_h — момент нагрузки; J — момент инерции вращающихся частей.

Уравнения (1)–(11) описывают последовательность преобразования входного управляющего напряжения $U_{\text{ун}}$ в угол поворота вала φ и отражают полную математическую модель мехатронного стола.

Упрощенная математическая модель. В идеальном случае следует считать, что все обмотки статора идентичны, т.е.

$$R_1 = R_2 = R_3 = R; \quad L_1 = L_2 = L_3 = L; \quad w_1 = w_2 = w_3 = w,$$

следовательно,

$$I_1 = I_2 = I_3 = I.$$

Если предположить также, что высшие гармоники поля ротора отсутствуют ($\Delta_i = 0$) и эксцентрикитет $\varepsilon = 0$, то в результате последовательной подстановки формул (1)–(9) в (10), (11) получим:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega; \quad (12)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{J} \left(\frac{3}{2} C_m \Phi_{\text{рн}} I - M_h \right); \quad (13)$$

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{R}{L} I + \frac{1}{L} (U_{\text{ун}} - C_e \Phi_{\text{рн}} \omega), \quad (14)$$

и математическая модель мехатронного стола совпадает с математической моделью двигателя постоянного тока.

Результаты моделирования. Уравнения (1)–(11) позволяют исследовать динамические свойства мехатронного поворотного стола как объекта управления и изучить влияние неточностей в изготовлении стола на его динамические свойства. В процессе исследований представляет интерес фактическое значение угла нагрузки θ_3 , которое может быть рассчитано из выражения

$$\sin \theta_3 = \frac{\Phi_\beta I_\alpha + \Phi_\alpha I_\beta}{\sqrt{(I_\alpha^2 + I_\beta^2)(\Phi_\alpha^2 + \Phi_\beta^2)}}.$$

Математическая модель двигателя получилась достаточно простой, поэтому при моделировании целесообразно использовать стандартные прикладные пакеты программ. В частности, пакет моделирования TUTSIM2 без особых затруднений позволяет воспроизвести все зависимости (1)–(11). Ниже приведены результаты моделирования переходных процессов в поворотном столе при следующих значениях параметров: число пар полюсов $p=15$, число витков в обмотке $w=1500$, магнитный поток ротора $\Phi_p=0,0064$ Вб, конструктивная постоянная $C_m=8490$, момент инерции двигателя $J=200$ кг·м², активное сопротивление обмоток статора $R=9$ Ом, индуктивность обмоток статора $L=0,08$ Гн.

На рис. 2 приведены кривые разгона идеального двигателя при номинальном управляемом напряжении $U_{\text{ун}}=226$ В и номинальном моменте нагрузки $M_h=1500$ Н·м. Как видно из представленных кривых, если обмотки статора идентичны, высшие гармоники статора и ротора отсутствуют и эксцентризитет посадки ротора равен нулю ($\varepsilon=0$), то синус угла нагрузки постоянен и равен единице, а переходные процессы по скорости ω и врачающему моменту M совпадают по форме с процессами в двигателе постоянного тока. Это, как было отмечено выше, находит свое отражение в упрощенной модели

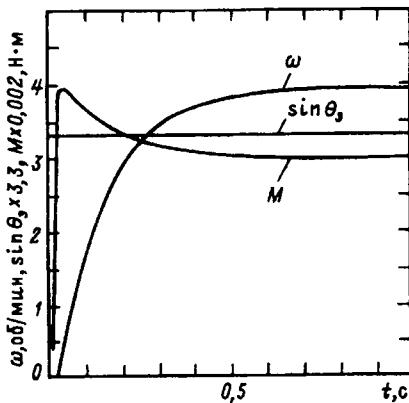


Рис. 2

Вологодская областная универсальная научная библиотека

www.booksite.ru

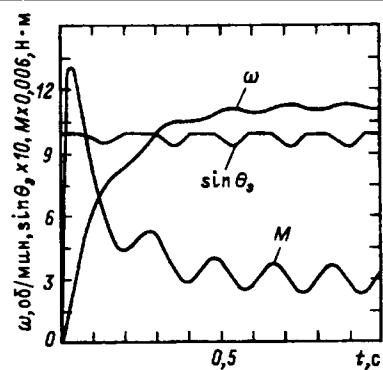


Рис. 3

(12)–(14).

На рис. 3 приведены кривые разгона двигателя ($U_{\text{ун}}=226$ В, $M_h=500$ Н·м) при несинусоидальном распределении магнитного поля ротора. При моделировании полагалось, что присутствует третья гармоника поля ротора двигателя $\Delta_3=0,2$ (методика расчета относительных амплитуд поля ротора приведена в [2, с. 90]). На рис. 4 приведены кривые разгона двигателя ($U_{\text{ун}}=226$ В, $M_h=500$ Н·м) при несимметрии токов обмоток статора (при моделировании полагалось, что $R_1=9$ Ом, $R_2=5$ Ом, $R_3=20$ Ом).

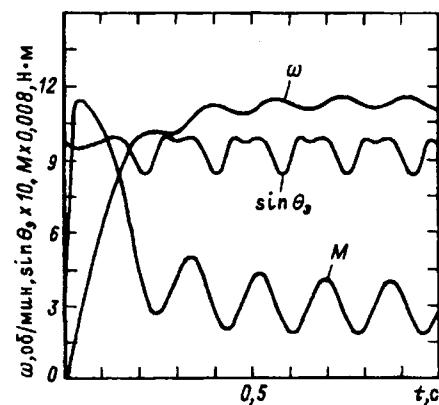


Рис. 4

Как видно из представленных результатов моделирования, математическая модель (1)–(11) позволяет при моделировании учесть влияние различных неточностей изготовления элементов электропривода мехатронного поворотного стола.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беляев А.Н., Демидов С.В., Рыдов В.А. Следящий электропривод мехатронных поворотных столов. — В сб.: Электропривод с цифровым и цифроаналоговым управлением. — С.-Петербург: ЛДНТП, 1992.
2. Брускин Д.Э., Зарохович А.Е., Хвостов В.С. Электрические машины и микромашины. — М.: Высшая школа, 1981.
3. Бут Д.А. Бесконтактные электрические машины. — М.: Высшая школа, 1990.
4. Управляемые бесконтактные двигатели постоянного тока / Н.П. Адвоткин, В.Т. Геращенко, Н.И. Лебедев и др. — Л.: Энергоатомиздат, 1984.

5. Копылов И.П. Электрические машины: Учебник для вузов. — М.: Энергоатомиздат, 1986.

[30.05.96]

Авторы: Дроздов Валентин Нилович окончил радиотехнический факультет Ленинградского института точной механики и оптики (ЛИТМО ныне СПбИТМО) в 1959 г. В 1990 г. защитил докторскую диссертацию по теме «Синтез алгоритмов цифровых систем управления многорежимными объектами». Директор Санкт-Петербургского института Московской государственной академии печати.

Никифоров Владимир Олегович — окончил факультет точной механики и вычислительной техники СПбИТМО в 1986 г. В 1991 г. защитил кандидатскую диссертацию по вопросам аддитивного управления электромеханическими устройствами. Доцент СПбИТМО.

Волков Михаил Анатольевич окончил факультет полиграфических машин и технологии Санкт-Петербургского института Московской государственной академии печати по специальности «Автоматика и управление в технических системах».

«Относительные режимы» параллельно соединенных четырехполюсников: геометрический подход

ПЕНИН А.А.

Определяются и сравниваются относительные режимы систем параллельно соединенных четырехполюсников на основе проективного соответствия точек и кривых характерных режимов. Введен ряд необходимых понятий и получены выражения для определения режимов.

Ключевые слова: четырехполюсники, относительные режимы, параллельное соединение, проективные соответствия, анализ

Обоснование проблемы определения относительных режимов. Для электрических цепей с изменяемыми элементами (нагрузками) важное значение имеет определение относительных значений различных параметров режима (токов, напряжений, мощностей, КПД), их изменений или отклонений от каких-либо характерных или заданных значений. В практическом плане, например, в системах электропитания, у которых нагрузки могут меняться в широких пределах от режима приема до обратной отдачи энергии, относительные режимы (далее режимы) позволяют определить степень загрузки источников энергии, судить о текущем запасе по различным параметрам при регулировании или стабилизации, сравнивать или задавать режимы как совместно работающих силовых узлов в одной системе, так и разных систем.

Относительные выражения по сложившейся практике в «процентах» или «разах» составляются с помощью характерного значения (как масштаба) соответствующего параметра режима и являются, по сути, чисто математическим приемом.

The relative regimes of the systems parallel junction four-ports on the basis of projective conformity between points and curves of characteristic regimes are determined and compared. A number of necessary notions is introduced and expressions for determining regimes are obtained.

Key words: *four-ports, relative regimes, parallel junction, projective conformity, analysis*

Например, для простейшей цепи типа эквивалентного генератора с нагрузкой, масштабами для напряжения U и тока I соответственно будут напряжение холостого хода (ХХ) и ток короткого замыкания (КЗ). Аналогично для мощности нагрузки масштабом может быть максимальная мощность эквивалентного генератора (в режиме КЗ) или максимальная мощность самой нагрузки (режим согласования). Далее, масштабом нагрузки является внутреннее сопротивление эквивалентного генератора. Во всех этих случаях имеется только одно (ненулевое) характерное значение по данному параметру. Но рассмотрение более сложной цепи, пусть это будет четырехполюсник (ЧП), каскадное или параллельное соединение ЧП, выявляет нетривиальность проблемы. Например, для конкретного сечения (участка цепи) через различные переменные типа U, I, R можно выразить режимы тем или иным образом.

Существующий подход недостаточно развит и не дает ответа на вопросы как разобраться во всем многообразии относительных выражений,

какие критерии принять для их составления, ведь для этих переменных прибавляется еще по одному характерному значению, соответствующих К3 или ХХ на выходе цепи. Но в большей степени проблема проявляется в случае учета такого параметра как КПД. Для ЧП режим максимального КПД соответствует равенству нагрузки характеристическому сопротивлению. Поэтому появляется еще одно независимое характерное значение по всем переменным.

Анализ известных относительных выражений показывает, что они в общем случае не учитывают всей совокупности характерных значений. Кроме того, должен быть и корректный или обоснованный учет. Дело в том, что для этих характерных значений относительно одного из них должны получаться чисто числовые значения, одинаковые для разных или сопоставляемых цепей. Только в этом случае будет основана для определения относительных значений произвольных или текущих значений параметров режима.

Постановка задачи. В геометрическом понимании отклонение точки от заданной соответствует понятию расстояния или метрики. Согласно [1] на прямой имеется три различных геометрии с соответствующей метрикой. Для данного класса цепей интерес представляют две из них. В случае евклидовой геометрии на прямой фиксируется начало отсчета (нулевая точка) и масштабная точка E , тогда расстояние между текущей точкой B и масштабной E равно

$$d_{BE}^E = \frac{B-E}{E}.$$

Можно сделать вывод, что используемые обычно относительные выражения соответствуют этой метрике.

В геометрии Лобачевского (гиперболической) на прямой задаются две точки I, J (базовые) и точка L — начало отсчета. Тогда для текущей точки B расстояние

$$d_{BL}^L = \ln m(LB),$$

где сложное отношение четырех точек

$$m(LB) = (ILB) = \frac{L-I}{L-J} : \frac{B-I}{B-J}$$

задает проективную метрику или геометрию.

Если на прямой имеется еще какая-либо характерная точка C , то отрезок CL можно использовать как масштаб для задания относительной длины отрезка LB . Таким образом, в этой геометрии используются по крайней мере три характерные точки. Кроме того, понятие геометрической сопряженности четырех точек

(сложное отношение $m = -1$) позволяет установить зависимость четвертой точки от заданных трех. Более общее понятие симметрии на плоскости (относительно прямой и точки) также позволяет установить зависимость ряда точек от выбранных. Все эти особенности проективной геометрии представляют интерес с точки зрения исследуемой совокупности или набора точек характерных режимов цепи.

Анализ известных соотношений [2], связывающих между собой переменные типа U, I, R для цепи с изменяемыми элементами, показывает, что они выражаются линейными и дробно-линейными функциями, характерными для проективных преобразований, которые сохраняют инвариант — сложное отношение четырех точек. Поэтому сложное отношение цеслосообразно использовать для определения относительных режимов [3—5]. В свою очередь, энергетические параметры или показатели (мощности, КПД) выражаются через переменные типа U, I квадратичными соотношениями и представляют собой кривые второго порядка. Поэтому сравнение режимов ЧП соответствует проективным преобразованиям кривых второго порядка [6], что обобщает и включает в себя известные виды подобия [7].

В связи с изложенным, использование методов проективной геометрии (которая включает в себя как частный случай геометрию Евклида и Лобачевского) позволяет более обоснованно подойти к решению сформулированной проблемы.

Целью настоящей работы является развитие результатов [6] применительно к случаю более сложной и распространенной в практике цепи или системы — параллельно соединенных (двух) ЧП с общей изменяемой нагрузкой и регулированием индивидуальных загрузок. Зависимость суммарного КПД от выходных напряжений ЧП представляет уже поверхность второго порядка, на которой реализуется гиперболическая геометрия. В этом случае помимо точек характерных режимов имеют место и кривые характерных режимов. Геометрический подход позволяет применить известные группы преобразований для определения вида и свойств этих кривых, использовать некоторые из них как системы координат для решения основной задачи — задания режима как координаты точки на гиперболической плоскости.

Рассмотрение таких простых цепей позволяет наиболее просто выявить саму проблему и продемонстрировать предлагаемый подход. При этом не ставится задача исследования возможных практических следствий от использования тех или других способов определения режимов.

Геометрическая модель цепи. Первым этапом

решения поставленной задачи является построение вышеупомянутой поверхности с точками и кривыми характерных режимов. Для этого необходимо выразить КПД цепи через удобные переменные. Сначала рассмотрим систему уравнений, описывающих ЧП с источником напряжения U_0 на входе,

$$\begin{aligned} I_1 &= -Y_{11}U_1 + Y_{10}U_0; \\ -I_0 &= Y_{10}U_1 - Y_{00}U_0. \end{aligned}$$

Мощности на выходе и входе:

$$\begin{aligned} P_1 &= Y_{10}U_1U_0 - Y_{11}U_1^2; \\ P_0 &= -Y_{10}U_1U_0 + Y_{00}U_0^2. \end{aligned}$$

Выразим эту систему уравнений через наиболее общий энергетический параметр четырехполюсника — затухание γ [2]:

$$A = \text{ch}^2 \gamma = P_{0\max}/P_{g\max},$$

где $P_{0\max} = Y_{00}U_0^2$ — максимальная мощность на входе (при КЗ нагрузки); $P_{g\max} = \frac{Y_{10}^2}{Y_{11}}U_0^2$ — максимальная мощность четырехполюсника как эквивалентного генератора.

Поэтому

$$\frac{P_1}{P_{0\max}} = \left(1 - \frac{P_0}{P_{0\max}}\right) - \frac{P_{0\max}}{P_{g\max}} \left(1 - \frac{P_0}{P_{0\max}}\right)^2.$$

Можно положить $P_{0\max} = 1$. Тогда получим выражение, соответствующее расходной характеристике:

$$P_1 = (1 - P_0) - A(1 - P_0)^2.$$

Для систем из двух параллельно соединенных ЧП зададим мощности на выходе и входе условиями

$$\begin{aligned} P_1 &= P_{11} + P_{12}; \\ P_0 &= P_{01} + P_{02}. \end{aligned}$$

Тогда КПД

$$k_p = \frac{P_1}{P_0} = \frac{(1 - P_{01}) - A_1(1 - P_{01})^2 + (1 - P_{02}) - A_2(1 - P_{02})^2}{P_{01} + P_{02}},$$

где коэффициенты A_1, A_2 соответствуют затуханию каждого четырехполюсника.

Сделаем замену переменных, положив

$$b_1 = 1 - P_{01}; \quad b_2 = 1 - P_{02}.$$

В этом случае

$$k_p = \frac{b_1 - A_1 b_1^2 + b_2 - A_2 b_2^2}{2 - b_1 - b_2}. \quad (1)$$

Полученное уравнение $k_p(b_1, b_2)$ определяет

двуухполостный гиперболоид [8].

Чтобы облегчить нахождение и определение точек и кривых характерных режимов, используем результаты [6] одномерного случая, когда зависимость (1) определяет гиперболу, что соответствует сечению поверхности через точки КЗ, ХХ, максимальных мощности и КПД.

Определим положение гиперболоида в пространственной системе координат b_1, b_2, k_p .

Координаты центра S находятся непосредственно по [8]:

$$b_{1s} = \frac{2A_2}{A_1 + A_2}; \quad b_{2s} = \frac{2A_1}{A_1 + A_2}; \quad k_{ps} = \frac{4A_1 A_2}{A_1 + A_2} - 1.$$

Так как в одномерном случае аналогичное значение

$$k_{ps} = 2A - 1, \quad (2)$$

то целесообразно ввести величину

$$A = \frac{2A_1 A_2}{A_1 + A_2}, \quad (3)$$

которая определяет затухание системы в целом. Подобные характерные выражения (типа параллельного соединения двух сопротивлений) в проективной геометрии определяют выше упомянутое условие гармонической сопряженности четырех точек (трех отрезков).

С учетом (3) координаты центра S на плоскости b_1, b_2 :

$$b_{1s} = \frac{A}{A_1}; \quad b_{2s} = \frac{A}{A_2}. \quad (4)$$

Одним из характерных режимов системы может быть такой, когда мощность P_0 на входе равна нулю, а $P_1 \neq 0$. В этом случае нагрузка сама отдает энергию, что соответствует $k_p = \infty$, когда знаменатель (1) равен нулю: из этого выражения получаем уравнение характерной прямой:

$$b_1 + b_2 = 2.$$

Этой же прямой удовлетворяют и координаты точки S .

Обратное условие, когда $P_1 = 0$, что соответствует $k_p = 0$, приводит к уравнению эллипса:

$$b_1(1 - A_1 b_1) + b_2(1 - A_2 b_2) = 0. \quad (5)$$

Определим координаты точек характерных режимов для такой характерной кривой. Пусть режим КЗ выполняется для первого ЧП, т.е. $b_1 = 0$, а для второго — режим ХХ, когда $b_{2\text{XX}} = \frac{1}{A_2}$ и аналогично: $b_2 = 0$, $b_{1\text{XX}} = \frac{1}{A_1}$. Тогда режим КЗ и ХХ одновременно для двух ЧП определяется соответствующими условиями:

$$\begin{aligned} b_1 = 0; \quad b_{1xx} = \frac{1}{A_1}; \\ b_2 = 0; \quad b_{2xx} = \frac{1}{A_2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Еще одна пара характерных точек соответствует экстремальным значениям КПД. Согласно [6] и (2) сразу можно получить, что

$$k_p^- = k_{ps} - 2\sqrt{A(A-1)}; \quad k_p^+ = k_{ps} + 2\sqrt{A(A-1)}, \quad (7)$$

где k_p^- определяет максимальное значение.

Эти экстремальные значения k_p^- , k_p^+ представляют выраженный случай эллипса $k_p = \text{const}$, когда он стягивается в точку.

Рассмотрим далее ряд точек характерных режимов и их особенностей на семействе эллипсов $k_p = \text{const}$ (рис. 1, a).

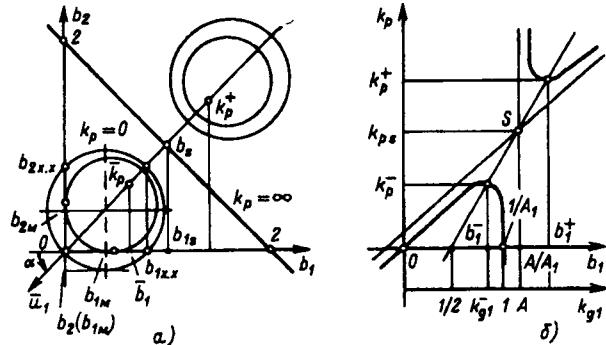


Рис. 1. Сечение поверхности $k_p(b_1, b_2)$: а — по уровням $k_p = \text{const}$; б — отображение плоскости симметрии k_p , \bar{u}_1 (режим равной загрузки) на плоскость k_p , b_1

Максимальные мощности входящих четырехполюсников P_{11M} , P_{12M} определяют максимальную мощность системы P_{1M} с координатами

$$b_{1M} = \frac{1}{2A_1} = \frac{b_{1xx}}{2}; \quad b_{2M} = \frac{b_{2xx}}{2}.$$

Координаты b_{1M} , b_{2M} определяют также соответствующие значения координат $b_2(b_{1M})$, $b_1(b_{2M})$, которые задают диаметры эллипса $k_p = 0$.

Характерными точками являются точки соприкосновения эллипса $k_p = \text{const}$ с осями b_1 и b_2 . Пусть $b_2 = 0$. Решая уравнение (1) относительно b_1 , получаем, что

$$b_1 = (k_p + 1)/2A_1. \quad (8)$$

На рис. 1, а показаны эллипсы $k_p = 0$, прямая $k_p = \infty$ и характерные точки 4, 6, 7, которые лежат на одной прямой $0b_s$ или плоскости симметрии поверхности (1). Очевидно, прямая $0b_s$ может представлять также характерный режим работы системы, связанный с симметричной, эквивалентной или «равной» загрузкой входящих четырехполюсников в полном диапазоне изме-

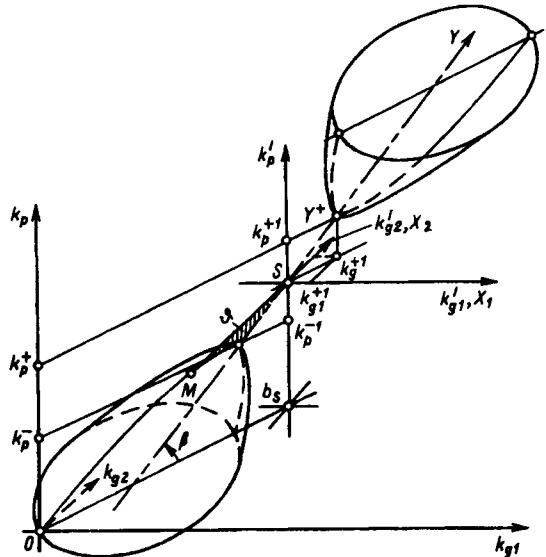


Рис. 2. Поверхность $k_p(k_g1, k_g2)$ относительно прямоугольной (k_g1, k_g2, k_p) и косоугольной (X_1, X_2, Y) систем координат

нения нагрузки — от КЗ до ХХ и далее в область отрицательной мощности (нагрузки отдают мощность). С другой стороны, эту прямую можно задать, например, через $\tan \alpha$:

$$\tan \alpha = \frac{b_{2s}}{b_{1s}} = \frac{A_1}{A_2}, \quad (9)$$

который можем назвать коэффициентом асимметрии системы.

Семейство эллипсов с вертикальным сечением дает представление об ориентации двухполюсного гиперболоида (рис. 2). В этом сечении получается гипербола, которую для удобства спроектируем на плоскость k_pOb_s — рис. 1, б, что непосредственно приводит к одномерному случаю [6]. Поэтому можем аналогично ввести коэффициенты передачи по цепи эквивалентного генератора для входящих четырехполюсников. Для первого из них получаем, что

$$b_1 = k_g1/A_1.$$

Тогда искомое значение b_1^- , b_1^+ , соответствующие экстремальным значениям КПД, находим непосредственно по [6]:

$$b_1^- = \frac{k_g1^-}{A_1} = \frac{A - \sqrt{A(A-1)}}{A_1}; \quad b_1^+ = \frac{k_g1^+}{A_1}. \quad (10)$$

Аналогично получаем выражения для b_2^- , b_2^+ , причем $k_g1^- = k_g2^+$.

Модель Бельтрами—Клейна гиперболической геометрии. Полученная выше геометрическая модель дает представление о критериях подобия режимов сравниваемых систем — соответствия характерных точек и кривых. Перечислим уже выявленные точки экстремальных КПД, эллипс $k_p = 0$, асимптота $k_p = \infty$, точки соприкосновения

с осями b_1, b_2 , линия «равной» загрузки, точка максимальной мощности. Выбор этих характерных объектов связан с тем, что они физически выражены и легко устанавливаются (достаточно просто относительных измерений в практических ситуациях). Но модель на рис. 1 выявляет далеко не все характерные режимы. Это связано с фактической ориентацией гиперболоида и возникающими искажениями при проектировании на координатные плоскости исследуемых сечений. В связи с чем ряд режимов непосредственно сложно выявить. В этом случае более удобна модель, связанная с проектированием точек гиперболоида из центра (точка S) на подходящую плоскость — модель Бельтрами–Клейна. Такой плоскостью является плоскость b_1, b_2 , соответствующая сечению $k_p=0$. В результате, например, бесконечно удаленная линия $k_p=\infty$ отображается конечной окружностью, задаваемой асимптотическим конусом (рис. 3, а, б). Эта окружность называется абсолютом, а окружность $k_p=0$ может являться масштабом. Получим каноническое уравнение гиперболоида, а потом перейдем к модели Бельтрами–Клейна.

Для этого параллельно перенесем систему координат в точку S (рис. 2). Получаем новые значения экстремальной точки:

$$\begin{aligned} k_p^{+1} &= k_p^+ - k_{ps} = 2\sqrt{A(A-1)}; \\ k_{g1}^{+1} &= k_{g2} = k_g^+ - A = \sqrt{A(A-1)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Далее вводим косоугольную систему координат с осями X_1, X_2, Y , относительно которой уже гиперболоид принимает канонический вид. Экстремальная точка имеет координаты $(0, 0, \dot{Y})$. Произвольная точка гиперболоида проектируется на плоскость X_1, X_2 параллельно оси Y , а на оси Y и k_p параллельно этой же плоскости. Так как $k_g' = \sqrt{2} k_{g1}'$, то

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \beta &= k_p'/k_g' = \sqrt{2}, \quad \sin \beta = \sqrt{2/3}; \\ \dot{Y} &= k_p'/\sin \beta = \sqrt{6} \sqrt{A(A-1)}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Аналогично для произвольной точки координата

$$Y = k_p'/\sin \beta = \sqrt{6} \frac{k_p'}{2}.$$

В общем случае эти две системы координат связаны аффинным преобразованием. Выполнив несложные вычисления, получаем, что

$$\left. \begin{aligned} k_{g1}' &= X_1 + \frac{Y}{\sqrt{6}}; \\ k_{g2}' &= X_2 + \frac{Y}{\sqrt{6}}; \\ k_p' &= \frac{2}{\sqrt{6}} Y. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

С учетом (11) можно показать, что урав-

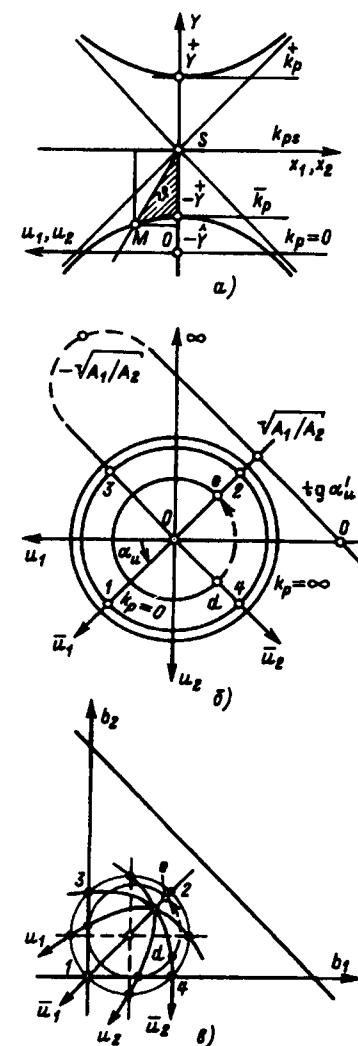


Рис. 3. Модели поверхности $k_p(b_1, b_2)$: а — в канонических переменных X_1, X_2, Y ; б — модель Бельтрами–Клейна; в — исходная модель с осями характерных режимов

нение (1) приводится к виду

$$Y^2 - 3 \frac{A}{A_1} X_1^2 - 3 \frac{A}{A_2} X_2^2 = 6A(A-1) = (\dot{Y})^2. \quad (14)$$

Далее можно перейти к переменным x_1, x_2 и окончательно получить

$$Y^2 - x_1^2 - x_2^2 = (\dot{Y})^2. \quad (15)$$

С учетом (11), (13), (15) получаем сквозную замену переменных:

$$\left. \begin{aligned} X_1 &= x_1 \sqrt{A_1/3A} = A_1 b_1 - \frac{k_p + 1}{2}; \\ X_2 &= x_2 \sqrt{A_2/3A} = A_2 b_2 - \frac{k_p + 1}{2}; \\ \frac{2}{\sqrt{6}} Y &= k_p - (2A - 1); \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} A_1 b_1 &= X_1 + \frac{Y}{\sqrt{6}} + A; \\ A_2 b_2 &= X_2 + \frac{Y}{\sqrt{6}} + A; \\ k_p &= \frac{2}{\sqrt{6}} Y + (2A - 1). \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Для перехода к модели Бельтрами—Клейна рассмотрим замену переменных (рис. 3,а), где координаты x_1, x_2, Y изображены как прямоугольные. Для произвольной точки M имеет место пропорциональность

$$\frac{u_1}{Y} = \frac{x_1}{Y},$$

где $\hat{Y} = k_{ps}/\sin\beta = (24-1)\sqrt{3}/2$ — длина отрезка по оси Y от центра S до плоскости $k_p=0$.

Замена переменных тогда определяет прямое преобразование:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= x_1 \hat{Y}/Y; \\ u_2 &= x_2 \hat{Y}/Y. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

В свою очередь, обратное преобразование имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} Y &= \hat{Y} \hat{Y} / \sqrt{\hat{Y}^2 - u^2}; \\ x_1 &= u_1 \hat{Y} / \hat{Y} = u_1 \hat{Y} / \sqrt{\hat{Y}^2 - u^2}; \\ x_2 &= u_2 \hat{Y} / \sqrt{\hat{Y}^2 - u^2}, \quad u^2 = u_1^2 + u_2^2. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

С учетом (17) сквозная замена переменных имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} A_1 b_1 &= \sqrt{\frac{A_1}{3A}} \frac{\hat{Y}^+}{\sqrt{\hat{Y}^2 - u^2}} u_1 + \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{\hat{Y}^+ Y}{\sqrt{\hat{Y}^2 - u^2}} + A; \\ A_2 b_2 &= \sqrt{\frac{A_2}{3A}} \frac{\hat{Y}^+}{\sqrt{\hat{Y}^2 - u^2}} u_2 + \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{\hat{Y}^+ Y}{\sqrt{\hat{Y}^2 - u^2}} + A; \\ k_p &= \frac{2}{\sqrt{6}} \frac{\hat{Y}^+ Y}{\sqrt{\hat{Y}^2 - u^2}} + (24-1). \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Уравнение абсолюта $k_p = \infty$ получается из третьего уравнения системы (20):

$$u_1^2 + u_2^2 = \hat{Y}^2 = \frac{3}{2}(24-1)^2. \quad (21)$$

Получим также уравнение масштабной окружности $k_p=0$ из третьего уравнения системы (17) с использованием замены переменной (18):

$$u_1^2 + u_2^2 = \hat{Y}^2 - (Y)^2 = \frac{3}{2}. \quad (22)$$

Полученные уравнения (20)–(22) позволяют установить соответствия характерных точек и кривых модели Бельтрами—Клейна и исходной (рис. 3,б, в). Для удобства точки пронумерованы. Координаты этих точек на плоскости b_1, b_2 получены выше, а для плоскости u_1, u_2 (с учетом знаков):

$$u_1 = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3A}{A_1}}; \quad u_2 = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3A}{A_2}}.$$

Таким образом, линия «равной» загрузки 1–2 или (ось \bar{u}_1) на плоскости u_1, u_2 представляет

прямую с углом α_u , где

$$\operatorname{tg} \alpha_u = \frac{u_2(2)}{u_1(1)} = \sqrt{\frac{A_1}{A_2}}. \quad (23)$$

В свою очередь, на плоскости u_1, u_2 другая характерная прямая 3–4 (ось \bar{u}_2) представляет кривую в переменных b_1, b_2 , проходящую также через точку k_p .

Определим теперь оси u_1, u_2 на плоскости b_1, b_2 ; это должны быть характерные направления. Для оси u_2 (с учетом того, что u_1, x_1, X_1 равны нулю) получаем из (16) выражение для b_1 , совпадающее с ранее полученным (8). Это выражение определяет кривую второго порядка, так как $k_p = k_p(b_1, b_2)$, которая в зависимости от соотношений A_1 и A_2 дает одно из конических сечений (рис. 3,в).

В общем случае условие (8) соответствует точкам пересечения семейства эллипсов $k_p = \text{const}$ в своей диаметральной точке (вертикальный и горизонтальный диаметры) с осями u_1, u_2 на плоскости b_1, b_2 . Поэтому оси u_1, u_2 представляют геометрическое место экстремальных значений b_1, b_2 , соответствующих условию $k_p = \text{const}$.

Таким образом, модель Бельтрами—Клейна выявила дополнительные характерные режимы, задаваемые осями u_1, u_2 и \bar{u}_2 , и позволяет непосредственно использовать известные в геометрии выражения и кривые для задания расстояния в исходных переменных и классификации некоторых видов режимов.

Примеры задания относительных режимов

1. Режим системы определяется движением рабочей точки по оси \bar{u}_1 от точки k_p^- (центр системы координат — рис. 3,б) до масштабной окружности $k_p=0$ (точки ХХ или К3) и далее до абсолюта $k_p = \infty$, что в объемлющем пространстве X_1, X_2, Y (рис. 2) является вращением радиуса-вектора SM на гиперболический узел θ в вертикальном сечении. Поэтому относительный режим как отклонение от точки k_p^- можно задать через гиперболическую метрику на основе сложного отношения четырех точек [6]. Так как ось \bar{u}_1 на плоскости b_1, b_2 является прямой, то сложное отношение задается через проекции точек на ось b_1, k_{g1} или b_2 (его значение не зависит от вида переменной) — рис. 1,б и 3,в

$$m(b) = (\infty \bar{b}_1 b_1 b_{1s}) = \frac{b_1 - b_{1s}}{\bar{b}_1 - b_{1s}} = \frac{b_1 - A/A_1}{-\sqrt{A(A-1)/A_1}}. \quad (24)$$

Здесь приняли, что крайние точки $b_1 = \infty$ и b_{1s} являются базовыми, а \bar{b}_1 — единичной.

Аналогично [6] вводится масштабное значение через точку К3 или ХХ:

$$m(b_1=0) = \sqrt{\frac{A}{A-1}} = \frac{1}{m(b_{1x,x})}. \quad (25)$$

Тогда отклонение режима как гиперболическое расстояние задается через

$$r = \frac{\ln |m(b)|}{\ln |m(b=0)|}. \quad (26)$$

2. Режим задается точкой на других характерных осях, пусть это точка d на оси \bar{u}_2 (рис. 3, б, в). Так как на плоскости u_1, u_2 эта ось является прямой, то сложное отношение (отклонение от точки k_p^-) вычисляется непосредственно, используя точки пересечения оси \bar{u}_2 с абсолютом как базовые. Но на плоскости b_1, b_2 вычисление этого сложного отношения усложняется, так как ось \bar{u}_2 является кривой. Поэтому рабочую точку по окружности $k_p = \text{const}$ переместим в точку e на оси \bar{u}_1 и вычислим сложное отношение по выражению (24). Для этого необходимо найти $b_1(e)$, соответствующее исходным значениям $b_1(d), b_2(d)$ из условия $k_p(d) = k_p(e)$. Так как на оси \bar{u}_1

$$b_2(e) = \frac{A_1}{A_2} b_1(e),$$

то из (1) получаем, что

$$k_p(d) = A_1 b_1(e) \frac{1 - A_1 b_1(e)}{A - A_1 b_1(e)}. \quad (27)$$

Из этого уравнения находим $b_1(e)$.

3. Произвольное положение рабочей точки. В этом случае необходимо помимо самого отклонения от точки k_p^- задать и угол относительно, например, оси \bar{u}_1 . Сначала рассмотрим симметричную систему с $A_1 = A_2 = A$. Положение оси \bar{u}_1 задается углом α_u , где

$$\operatorname{tg} \alpha_u = \frac{u_2}{u_1} = 1; \quad \alpha_u = 45^\circ.$$

Рабочая точка определяется радиусом-вектором, угол поворота (обобщенный параметр изменения режима) которого относительно оси \bar{u}_1 равен φ и определяется ортогональным преобразованием вокруг оси Y , когда $k_p = \text{const}$:

$$\left. \begin{aligned} u'_1 &= u_1 \cos \varphi - u_2 \sin \varphi; \\ u'_2 &= u_1 \sin \varphi - u_2 \cos \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Согласно (28) конечное значение угла α'_u

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha'_u &= \frac{u'_2}{u'_1} = \frac{x'_2}{x'_1} = \frac{\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \alpha_u}{1 + \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \alpha_u}; \\ \alpha'_u &= \alpha_u + \varphi. \end{aligned} \quad (29)$$

Из системы (16) следует, что

$$\frac{x'_2}{x'_1} = \frac{Ab'_2 - \frac{k_p + 1}{2}}{Ab'_1 - \frac{k_p + 1}{2}}. \quad (30)$$

Таким образом, сформулируем порядок вычисления угла φ : заданы параметры режима b'_1, b'_2 , по выражению (30) находим α'_u и далее угол φ .

В случае системы ЧП с $A_1 \neq A_2, \operatorname{tg} \alpha_u \neq 1$. Поэтому при сравнении или задании углов φ для сопоставляемых систем с различными α_u необходимо и по-другому задать углы α'_u (в относительном виде), чтобы была возможность использования понятия равенства для исходных режимов, их изменений и последующих режимов. Учитывая, что (29) представляет дробно-линейное выражение, которое определяет одномерное проективное преобразование, когда точка $\operatorname{tg} \alpha_u$ переходит в $\operatorname{tg} \alpha'_u$, то естественно использовать его инвариант — сложное отношение четырех точек. Тогда ось u_1 , где $\operatorname{tg} \alpha'_u = 0$, и ось u_2 , где $\operatorname{tg} \alpha'_u = \infty$, принимаем за базовые точки, тогда $\operatorname{tg} \alpha_u = \sqrt{A_1/A_2}$ будет единичной. Для наглядности на рис. 3, б изображена прямая $\operatorname{tg} \alpha'_u$, параллельная оси \bar{u}_2 и проградуированная в значениях $\operatorname{tg} \alpha'_u$. Эта прямая и ось \bar{u}_2 замыкаются друг на друга в «бесконечно» удаленной точке с координатой $-\sqrt{A_1/A_2}$.

Сложное отношение как отклонение угла текущего режима α'_u от угла α_u равной загрузки определяется как

$$\begin{aligned} m(\alpha'_u) &= (\infty \operatorname{tg} \alpha'_u \operatorname{tg} \alpha_u 0) = \\ &= \operatorname{tg} \alpha_u / \operatorname{tg} \alpha'_u = \sqrt{A_1/A_2} / \operatorname{tg} \alpha'_u, \end{aligned} \quad (31)$$

где $\operatorname{tg} \alpha_u$ является масштабом или нормирующей величиной, а согласно (16)

$$\operatorname{tg} \alpha'_u = \sqrt{\frac{A_1}{A_2}} \frac{A_2 b'_2 - \frac{k_p + 1}{2}}{A_1 b'_1 - \frac{k_p + 1}{2}}. \quad (32)$$

Текущие режимы двух систем будут одинаковы, если отношения (31) у них равны между собой. Это позволяет далее найти фактические значения углов α'_u и φ . Если же заданы параметры режима b'_1, b'_2 , то по (31) находим $m(\alpha'_u)$ для обеих систем и далее сравниваем полученные значения.

Для точки $-\sqrt{A_1/A_2}$ (ось \bar{u}_2) сложное отношение равно -1 . Таким образом, взаимоувязаны все характерные оси, что в определенной степени подтверждает приведенные рассуждения.

4. Режим сохранения распределения загрузки. Линия равной загрузки входящих четырехполюсников является одной из линий возможного семейства линий, которым можно поставить в соответствие режим сохранения распределения за-

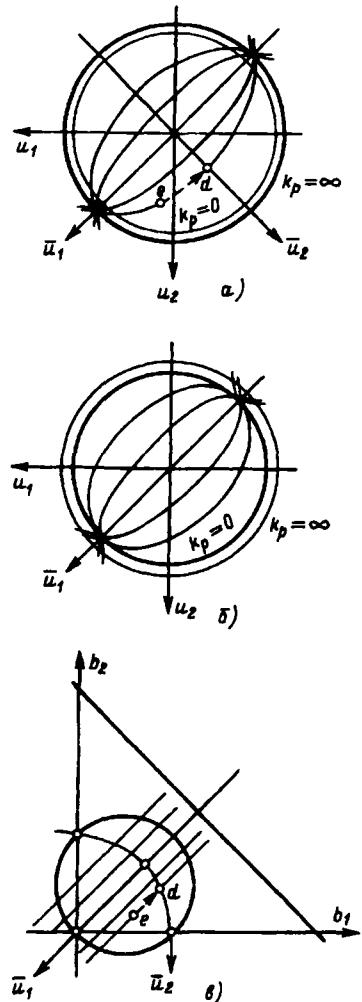


Рис. 4. Семейство линий (режимов) неизменных распределений загрузки: а — по входу и б — выходу систем для модели Бельтрами–Клейна; в — по выходу системы для исходной модели

грузки этих четырехполюсников при изменении самой нагрузки. Данное семейство (рис. 4,а) характеризуется тем, что линии сливаются в точках пересечения линии равной загрузки \bar{u}_1 с абсолютом $k_p = \infty$ — это точки КЗ и ХХ по входу системы [6]. Ведь физически очевидно, что любое изначальное отклонение, например от линии равной загрузки, в этих точках исчезает.

Для системы координат по выходу системы аналогичное семейство линий (рис. 4,б) касается абсолюта, но задаваемого условием $k_p = 0$. В этом случае окружность $k_p = \infty$ является масштабной во «внешней» области, но гармонически отображается во «внутреннюю» — внутри абсолюта аналогично одномерному случаю [6].

В обоих случаях линия из семейства представляет эллипс и носит специальное название в геометрии — эквидистанта, как множество точек, равноудаленных от одной прямой — базы [5], которая в нашем случае является линией

равной загрузки. Смысл эквидистанты выявляется при рассмотрении гиперболоида (рис. 2) в трехмерном, но проективном пространстве. В этом случае бесконечно удаленная плоскость изображается как конечная, а гиперболоид представляет собой замкнутую поверхность типа сферы. Поворот сферы на определенный угол вокруг оси, лежащей на бесконечно удаленной плоскости и соответствующей линии равной загрузки, приводит к сдвигу этой линии, что и определяет эквидистанту. В свою очередь, эта модель на плоскости b_1, b_2 соответствует прямым, параллельным линиям равной загрузки (рис. 4,в). Движение по семейству эквидистант в геометрии называется сдвигом вдоль прямой — оси \bar{u}_1 . На пространственной модели этот сдвиг соответствует вращению гиперболоида вокруг оси X_2 (перпендикулярной к плоскости — рис. 2) на гиперболический угол θ , который (аналогично углу φ) является также обобщенным параметром и задает одинаковые изменения режима для исходных рабочих точек, лежащих на разных эквидистантах. Наиболее просто это преобразование (движение) описывается в переменных \bar{u}_1, \bar{u}_2 или \bar{x}_1, \bar{x}_2, Y , где

$$\bar{u}_1 = \bar{x}_1 \frac{\hat{Y}}{Y}, \quad \bar{u}_2 = \bar{x}_2 \frac{\bar{Y}}{Y}.$$

Эти переменные относительно исходных u_1, u_2 или x_1, x_2, Y выражаются через поворот на угол 45° для симметричной системы типа (28). Тогда вышеуказанный сдвиг вдоль прямой описывается следующим образом [1]:

$$\left. \begin{aligned} \bar{x}'_1 &= \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \theta & \operatorname{sh} \theta \\ \operatorname{sh} \theta & \operatorname{ch} \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{x}_1 \\ Y \end{pmatrix}; \\ \bar{x}'_2 &= \bar{x}_2; \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}'_1 &= \hat{Y} \frac{\bar{u}_1 + \operatorname{th} \theta}{1 + \bar{u}_1 \operatorname{th} \theta}; \\ \bar{u}'_2 &= \hat{Y} \frac{\sqrt{1 - \operatorname{th}^2 \theta}}{1 + \bar{u}_1 \operatorname{th} \theta}. \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Выражение (34) описывает семейство эллипсов и прямых на рис. 4,а, в соответственно. Если режим системы идет чисто по линии равной загрузки, то получится уже рассмотренный случай с соотношениями (24), (26) для задания режима. В общем же случае режим идет по одной из линий семейства эквидистант. Поэтому необходимо задать само значение этого постоянного распределения загрузки (как гиперболического расстояния от линии равной загрузки). Пусть произвольный режим задается точкой

L на рис. 4,а. Переместим по эквидистанте эту точку в точку d на оси \bar{u}_2 , когда $\bar{u}_1(d)=0$. Далее вычислим отклонение точки d от центра (т.е. от точки \bar{k}_p) согласно уже рассмотренному случаю — рис. 3,б, в и соотношение (27). Аналогичные построения показаны на рис. 4,в для переменных b_1 , b_2 .

Приведенные примеры демонстрируют возможность использования ряда групп преобразований и сопутствующих кривых (как траекторий) для определения соответствующих режимов. В гиперболической геометрии (которая более богата по сравнению с евклидовой) известны еще некоторые группы преобразований, которые могут непосредственно описывать исследуемые режимы работы системы.

Заключение. Поставленная задача по определению и сравнению режимов показывает нетривиальность проблемы и требует изучения и использования всей совокупности точек и кривых характерных и легко идентифицируемых режимов. Развиваемый подход использует удобный геометрический аппарат, что позволяет обоснованно и наглядно ввести ряд необходимых представлений для выявления особенностей поведения исследуемой системы.

В методическом плане полезно рассмотреть место предлагаемого подхода среди родственных проблем в различных направлениях науки. Одно из них — это механика относительного движения, когда необходимо задать группу преобразований, которые связывают координаты точки в различных инерционных системах отсчета [9]. Другим направлением может быть использование аналогичных групп преобразований в биологии для описания кинематики возрастных изменений ор-

ганизмов [10]. Во внешней декартовой системе координат с евклидовой метрикой наблюдается непропорциональное изменение характерных частей организма. Но если используются проективные или конформные преобразования, то оказывается, что пропорциональность частей биологических структур сохраняется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розенфельд Б.А. Невевклидовые пространства. — М.: Наука, 1969.
2. Основы теории цепей. 5-е изд., перераб. / Г.В. Зевеке, П.А. Ионкин, А.В. Нетушил, С.В. Страхов. — М.: Энергатомиздат, 1989.
3. Пенин А.А. Проективная эквивалентность режимов четырехполюсников. — Электричество, 1993, № 8.
4. Пенин А.А. Инвариантно-групповой (проективный) подход к определению относительных режимов линейных электрических цепей постоянного тока с изменяемыми элементами. — Изв. АН Молдовы. Физика — техника, 1995, № 1.
5. Каган В.Ф. Основания геометрии. Ч. 2. — М.: Гостехиздат, 1956.
6. Пенин А.А. Определение отклонения от согласованного режима четырехполюсника. — Электричество, 1994, № 8.
7. Веников В.А. Теории подобия и моделирования. — М.: Высшая школа, 1976.
8. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1973.
9. Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия: Методы и приложения. — М.: Наука, 1986.
10. Петухов С.В. Геометрия живой природы и алгоритмы самоорганизации. — М.: Знание, 1988.

[23.08.95]

Автор: Пенин Александр Анатольевич окончил радиотехнический факультет Одесского политехнического института в 1974 г. Главный конструктор проекта СКТБ твердотельной электроники АН Молдовы.

О преобразовании полного электрического многоугольника к параллельным лучевым схемам

ФИЛАРЕТОВ В.В.

Предложена упрощенная рекурсивная процедура для нахождения проводимостей $n-2$ параллельных $(n-i)$ -лучевых схем, замещающих полный n -угольник с произвольными параметрами ($i=0, 1, 2, \dots, n-3$). В основе процедуры лежат формулы получения параметров n -лучевой звезды, эквивалентной n -угольнику, через n его проводимостей, образующих подсхему в виде треугольника ветвей с $n-3$ висячими ветвями.

Ключевые слова: преобразования многоугольника, схема звезды, ядро многоугольника

Эквивалентная замена полного n -угольника параллельным соединением $n-2$ звезд с $n-i$ лучами ($i=0, 1, 2, \dots, n-3$) может быть выполнена при любых соотношениях параметров ветвей n -угольника [1]. Вместо $n(n-1)/2$ ветвей в лучевом эквиваленте n -угольника имеются $(n+3)(n-2)/2$ ветвей, т. е. выигрыш в числе элементов от такого преобразования не возможен. Например, в случае $n=10$ имеем соответственно 45 и 52 ветви. Однако при не слишком значительном различии числа элементов в указанных схемах лучевой эквивалент имеет разреженную структуру, что может оказаться полезным для решения задач проектирования электрических цепей и сетей.

Рекурсивная процедура [1] преобразования многоугольника к параллельным звездам предусматривает формирование и решение уравнений ограничительных условий для перехода от $n-i$ независимых проводимостей $(n-i)$ -угольника, эквивалентного $(n-i)$ -лучевой звезде, к зависимым его проводимостям. Вместе с тем, в указанной статье такие условия производятся лишь для $n=4$ и отсутствуют ссылки на источники, содержащие необходимые обобщения. Учитывая теоретическую и практическую значимость обсуждаемого преобразования, было бы желательным доработать и упростить соответствующую процедуру.

Пронумеруем узлы исходного n -угольника по порядку от 1 до n . Очевидно, первая n -лучевая звезда или n -звезда подсоединяется ко всем n узлам. Дальнейшие преобразования выполняются таким образом, чтобы $(n-1)$ -звезда была подсоединенна к узлам с номерами 1, 2, ..., $n-1$; $(n-2)$ -звезда — к узлам с номерами 1, 2, ..., $n-2$ и т. д. Последняя 3-звезда при этом оказывается подсоединеной к узлам 1, 2 и 3.

Реализация $n-3$ этапов преобразования, начиная с $i=0$, обеспечивает получение $n-2$ звезд. На i -м этапе очередной $(n-i)$ -угольник ($n-i>3$) приводится к $(n-i)$ -звезде и вспомогательному $(n-i-1)$ -угольнику, который подсоединен к узлам

A simple recursive procedure for determining admittances of $n-2$ parallel and $(n-i)$ -ray stars equivalent to a complete arbitrary n -polygon ($i=0, 1, 2, \dots, n-3$) is presented. The procedure proposed is based on formulae for transformation of a complete n -polygon into n -ray star through n its admittances, forming branch triangle with $n-3$ hang branches.

Key words: star and mesh transformations, electrical polygon, ray circuits, kernel of polygon

с номерами 1, 2, ..., $n-i-1$. Проводимости эквивалентной $(n-i)$ -звезды можно рассчитать через проводимости $n-i-1$ ветвей $(n-i)$ -угольника, инцидентных $(n-i)$ -му узлу, и проводимость ветви y'_{12} , которая получена в результате произвольного расщепления соответствующей ветви $(n-i)$ -угольника

$$y_{12} = y'_{12} + y''_{12}. \quad (1)$$

Проводимости вспомогательного $(n-i-1)$ -угольника, кроме проводимости y''_{12} , находятся через проводимости очередного $(n-i)$ -угольника и проводимости очередной $(n-i)$ -звезды по формуле

$$y''_{ab} = y_{ab} - y_a y_b / y_\Sigma, \quad (2)$$

где $a, b = 1, 2, \dots, n-i-1$; $a \neq b$; y_Σ — сумма проводимостей лучей очередной $(n-i)$ -звезды; проводимость y''_{12} выражается из формулы (1).

Далее, на этапе $i+1$ вспомогательный $(n-i-1)$ -угольник рассматривается в качестве очередного и т. д. На заключительном $(n-3)$ -м этапе преобразования вспомогательный многоугольник представляет собой треугольник и замещается последней по счету, $(n-2)$ -й, звездой, которая имеет три луча.

Предложенная процедура полностью исключает трудоемкое формирование и решение уравнений ограничительных условий в процессе выполнения каждого этапа, вторично используя для этой цели проводимости соответствующей звезды. Новая процедура, в отличие от процедуры из статьи [1], требует прямых формул для нахождения проводимостей эквивалентной n -звезды через n проводимостей n -угольника, ветви которых образуют подсхему, изображенную на рис. 1. Такую подсхему многоугольника называем ядром. Ядро полностью задает многоугольник, эквивалентный звезде, поэтому ветви с зависимыми проводимостями на рис. 1 не показаны.

Вывод искомых выражений выполним на ос-

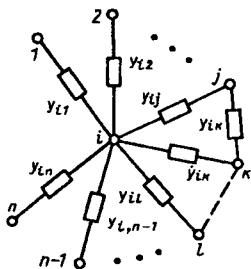


Рис. 1

нове формул Шена [2]. Эти формулы используют значения всех $n(n-1)/2$ проводимостей n -угольника, а значит, проводимости, входящие в ядро на рис. 1, позволяют непосредственно вычислить только проводимость i -го луча звезды:

$$y_i = N_i^2 + \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq i}}^n y_{im}, \quad (3)$$

где $N_i = \sqrt{y_{ij} y_{ik} / y_{jk}}$.

Напомним, что узлы j и k могут быть любой парой узлов из множества $\{1, 2, \dots, n\} / i$.

Нами предлагается выразить недостающие для нахождения остальных лучей звезды проводимости (их число составляет $n(n-3)/2$) через n проводимостей ядра на основе соотношения А.А. Горева, связывающего проводимости контура из четырех ветвей [3]. Например, для контура $ijkli$ многоугольника на рис. 1 можно записать

$$y_{ij} y_{kl} = y_{jk} y_{il}. \quad (4)$$

Формула (4) позволяет рассчитать проводимость y_{kl} , изображенную на рис. 1 штриховой линией и необходимую для вычисления проводимостей лучей k и l . Поступая аналогично с оставшимися проводимостями многоугольника, не входящими в его ядро, приходим к формулам для нахождения проводимостей эквивалентной звезды вида

$$y_l = \Delta / \delta^l, \quad l = 1, 2, \dots, n; \quad (5)$$

где

$$\Delta = t + y_{jk} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq i}}^n y_{im},$$

$$\delta^l = \begin{cases} y_{jk}, & l=i; \\ y_{ik}, & l=j; \\ y_{ij}, & l=k; \\ t/y_{il}, & l \neq i, j, k, \end{cases}$$

где $t = y_{ij} y_{ik}$.

Числитель Δ называется определителем ядра n -го порядка, а знаменатель δ^l — дополнением определителя l -го узла того же ядра.

Для доказательства формул (5) исследуем три случая, относящиеся к различным вариантам вы-

числения δ^l (исключая тривиальный случай $l=i$).

Вариант 1: $l=j$.

Из формулы (5) при $l=j$ получаем

$$y_j = y_{ij} + \frac{y_{jk}}{y_{ik}} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq i}}^n y_{im}. \quad (6)$$

Применяя к последним $(n-1)$ слагаемым формулы (6) соотношение (4), убеждается в ее эквивалентности формуле (3) для $i=j$ с учетом тождества

$$N_j^2 = y_{jk} y_{ij} / y_{ik} \quad (m=j).$$

Вариант 2: $l=k$.

Формула (5) для этого случая принимает вид

$$y_k = y_{ik} + \frac{y_{jk}}{y_{ij}} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq i}}^n y_{im}. \quad (7)$$

Если применить к последним $(n-1)$ слагаемым формулы (7) соотношение (4), то эта формула окажется эквивалентной формуле (3) при $i=k$ с учетом тождества

$$N_k^2 = y_{ik} y_{jk} / y_{ij} \quad (m=k).$$

Вариант 3: $l \neq i, j, k$.

Из формулы (5) следует

$$y_l = y_{il} + \frac{y_{jk} y_{il}}{y_{ij} y_{ik}} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq i \\ m \neq l}}^n y_{im}. \quad (8)$$

На основании рис. 1 с учетом соотношения (4) формула (8) приводится к виду

$$y_l = y_{il} + \frac{y_{il}}{y_{ij}} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq i}}^n y_{im}. \quad (9)$$

К последним $(n-1)$ слагаемым формулы (9) также применяется соотношение (4). Отсюда следует, что с учетом тождества

$$N_l^2 = y_{il} y_{il} / y_{ij} \quad (m=l)$$

формула (9) эквивалентна формуле (5) при $i=l$.

Положительные результаты рассмотрения всех возможных случаев применения формул (5) являются их доказательством. Сравнение этих формул с топологическими формулами, предложенными в работе [4], показывает, что выбор в качестве ядра конфигурации проводимостей, изображенной на рис. 1, обеспечивает нахождение параметров эквивалентной звезды с наименьшими вычислительными затратами.

Используем предложенную процедуру для преобразования схемы полного шестиугольника, граф которой изображен на рис. 2, к параллельному соединению четырех звезд с шестью, пятью, четырьмя и тремя лучами. Параметры шестиугольника (в сименсах) представлены ниже в виде верхней треугольной матрицы проводимостей ветвей

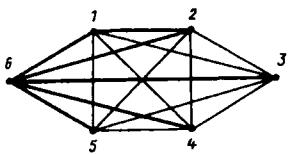


Рис. 2

[5], координатами которой являются номера узлов:

	2	3	4	5	6
1	0,97	1,526	0,69	0,35	0,06
2		2,53	1,375	0,7	0,3
3			1,96	0,925	0,39
4				1,25	0,6
5					0,75

Ядро исходного шестиугольника для первого этапа расчета обозначено на рис. 2 жирными линиями. При нахождении проводимостей эквивалентной звезды задаемся $y'_{12}=0,02$ См (это значение выбрано произвольно). Перед использованием формул (5) необходимо учесть: $i=6$, $j=1$, $k=2$. Тогда $t=y_{61}y_{62}$, а определитель ядра (в См·См) и дополнения определителей соответствующих узлов (в См) получат следующие значения:

$$\Delta = t + y'_{12} \sum_{m=1}^5 y_{6m} = 0,06; \quad \delta^1 = y_{62} = 0,3; \\ \delta^2 = y_{61} = 0,06; \quad \delta^3 = t/y_{63} = 4,6153846 \cdot 10^{-2}; \\ \delta^4 = t/y_{64} = 0,03; \quad \delta^5 = t/y_{65} = 0,024; \quad \delta^6 = y'_{12} = 0,02.$$

Рассчитанные проводимости эквивалентной 6-звезды сведены в таблицу.

Параметры параллельных лучевых схем, замещающих полный шестиугольник

Номер внешнего узла лучевых схем	Проводимость лучей звезд, См			
	6-звезда	5-звезда	4-звезда	3-звезда
1	0,2	1,0	1,0	2,0
2	1,0	1,5	2,0	3,0
3	1,3	2,0	3,0	5,0
4	2,0	2,5	4,0	—
5	2,5	3,0	—	—
6	3,0	—	—	—

Проводимости вспомогательного пятиугольника, кроме y'_{12} , находятся по формуле (2), а y''_{12} получается из формулы (1). Следовательно, матрица проводимостей ветвей вспомогательного пятиугольника имеет вид

	2	3	4	5
1	0,95	1,5	0,65	0,3
2		2,4	1,175	0,45
3			1,7	0,6
4				0,75

Второй этап расчета выполняется аналогично первому этапу: задаемся $y'_{12}=0,15$ См и находим по формулам (5) проводимости эквивалентной 5-звезды, которые сведены в таблицу. Заметим, что ядро преобразуемого пятиугольника содержит

проводимости y_{51} , y_{52} , y_{53} , y_{54} и y_{12} . Проводимости вспомогательного четырехугольника рассчитываются по формулам (1) и (2). Его матрица проводимостей ветвей будет такой:

	2	3	4
1	0,8	1,3	0,4
2		2,1	0,8
3			1,2

На третьем этапе расчета принимаем $y'_{12}=0,2$ См и находим из формул (5) проводимости эквивалентной 4-звезды (ядро преобразуемого четырехугольника образуют проводимости y_{41} , y_{42} , y_{43} и y'_{12}). Соответствующие значения приведены в таблице. Проводимости вспомогательного треугольника рассчитываются по формулам (1) и (2). Матрица проводимостей ветвей треугольника имеет вид

	2	3
1	0,6	1
2		1,5

На четвертом заключительном этапе расчета вспомогательный треугольник преобразуется по формулам (5) или формулам Кеннелли в последнюю 3-звезду, параметры которой также приводятся в таблице. Таким образом, исследуемый полный шестиугольник с 15 элементами, имеющими произвольные значения, замещается 18 элементами четырех параллельно соединенных лучевых схем.

Вывод. Использование в качестве ядра электрического n -угольника треугольника ветвей, к одному из узлов которого подсоединенны $n-3$ висячих ветви, приводит к наименее трудоемким топологическим формулам для проводимостей эквивалентной n -звезды. Это позволяет предельно упростить преобразования полного многоугольника с произвольными параметрами к параллельным лучевым схемам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ляпина С.В. Рекурсивная процедура преобразования полного n -угольника к $(n-2)$ -м параллельным $(n-i)$ -лучевым схемам ($i=0, n-3$). — Изв. РАН. Энергетика, 1993, № 6.
- Shen D.W.C. Generalized star and mesh transformations. — The philosophical magazine. A journal of theoretical experimental and applied physics (London), 1947, vol. 38, N 279 (April).
- Горен А.А. Приведение сложных сетей к простейшим эквивалентным схемам. Сборник Ленинград. индустриального ин-та. — Л.: КУБУЧ, 1934, № 3(5).
- Филаретов В.В. Топологические формулы для преобразования полного электрического многоугольника в эквивалентную звезду. — Электричество, 1995, № 11.
- Bedrosian S.D. Converse of the star-mesh transformation. — IRE Trans. on circuit theory, 1961, vol. PGCT-8, N 4.

[11.09.95]

Автор: Филаретов Владимир Валентинович окончил радиотехнический факультет Ульяновского политехнического института (УПИ) в 1982 г. В 1990 г. защитил кандидатскую диссертацию по теме «Алгоритмы символьно-топологического анализа электрических цепей» в Ленинградском государственном техническом университете. Доцент УПИ.

О влиянии удельной поверхностной проводимости и электретного состояния материала барьера на электрическую прочность промежутка «острие—плоскость»

ШАХТАХТИНСКИЙ Т.И.

Показано, что для повышения электрической прочности разрядного промежутка с резко неоднородным полем, использование барьера с высокой удельной поверхностной проводимостью и барьера, находящегося в электретном состоянии, значительно эффективнее, чем использование применяемых диэлектрических барьеров, не обладающих указанными свойствами.

Ключевые слова: электрическая изоляция, полупроводящие барьеры, электретные барьеры, разряд, электрическая прочность

Как известно, в газовых промежутках с резко неоднородными полями для увеличения электрической прочности широко применяются барьеры из листового диэлектрического материала. Упрочняющее действие барьера заключается в создании препятствия на пути движения заряженных частиц в газе, вследствие чего объемный заряд, растекаясь по барьерау выравнивает поле в промежутке. При этом собственная электрическая прочность материала барьера не играет существенной роли в настоящем эффекте.

Анализ работ по изучению барьерного эффекта [1—5] показывает, что их авторы, отрицая вклад собственной электрической прочности материала барьера в повышение прочности промежутка, не обращают внимания и на другие его электрофизические свойства. Целью настоящей работы является оценка влияния удельной поверхностной проводимости и электретного состояния материала барьера на электрическую прочность разрядного промежутка системы электродов «острие—плоскость».

В качестве острия был использован стержень диаметром 0,004 м, имеющий конец в виде конуса с длиной образующей 0,05 м, с радиусом закругления вершины $5 \cdot 10^{-4}$ м, а как плоскость использовался диск диаметром 0,15 м с закругленными краями. Электроды были изготовлены из латуни, в экспериментах сохранялось межэлектродное расстояние $S=0,01$ м.

Барьеры размером $0,25 \times 0,30$ м из исследуемых материалов устанавливались в рамки из текстолита и передвигались между электродами с помощью дистанционного управляемого привода.

Были исследованы барьеры из диэлектрических и полупроводящих материалов, значительно отличающихся объемной и поверхностной про-

It is shown, that the use of a barrier with a high specific surface conductivity as well as a barrier being in electret state in order to increase an electric strength of a discharge gap with inhomogeneous field is much more effective, than the use of dielectric barriers without the above mentioned properties.

Ключевые слова: electrical insulation, semiconductive barriers, electret barriers, discharge, electric strength

водимостями: электроизоляционный и канцелярский картон, гибкие полимерные пленки, диэлектрические и полупроводящие кабельные бумаги. Барьеры с различными значениями поверхностной проводимости получались также путем нанесения на поверхность кабельной бумаги марки К-120 полупроводящего масляно-битумного лока с различным содержанием сажи.

Материалами в качестве барьера, приведенного в электретное состояние, служили полимерные пленки толщиной 50 мкм из поливинилиденфторида (ПВДФ, диэлектрическая проницаемость $\epsilon=4,5$, удельное объемное сопротивление $\rho=10^{14}$ Ом·м) и полиэтилентерефталата (лавсан, $\epsilon=3,5$, $\rho=10^{15}$ Ом·м), которые являются сильными электретами [6, 7]. «Электретирование» указанных материалов производилось в поле игольчатых электродов — методом «изотермического осаждения зарядов» [6]: исследуемые пленки устанавливались на поверхности плоского электрода, и на расстоянии 5—6 мм от пленок помещалась система из игольчатых электродов. При постоянном напряжении, превышающем пороговое значение, вокруг игольчатых электродов зажигалась корона. Изменением числа и расположения коронирующих электродов варьировалась площадь, охватываемая электретным состоянием на поверхности барьера.

Электрограммы, полученные с помощью цветных пигментных порошков по методике, изложенной в [8], показали, что на поверхности образцов образуется заряд, соответствующий полярности коронирующего электрода: в случае отрицательной полярности — отрицательной, при положительной полярности — положительный. Поверхностная плотность заряда электретированной части пленок определялась методом «индукции с компенсацией электретной разности по-

тенциалов» [9]. После выдержки образцов в зоне коронирующих электродов в течение 10 мин максимальные плотности зарядов на поверхностях ПВДФ и лавсана мало отличались и составляли при положительной короне $+10^{-4}$ Кл/м², при отрицательной $-5 \cdot 10^{-4}$ Кл/м².

Эксперименты были проведены при постоянном напряжении. Значение разрядного напряжения после каждого изменения расстояния барьера от иглы S_1 определялось как среднеарифметическое из результатов пяти измерений. Перед каждым экспериментом пробитый барьер заменялся новым.

На рис. 1 представлены зависимости коэффициента увеличения электрической прочности разрядного промежутка с барьером из различных материалов относительно прочности промежутка без барьера K (коэффициент упрочнения) от расстояния S_1 при положительной полярности острия. На зависимостях обращает на себя внимание значительное различие в значениях K для исследуемых материалов барьера: чем выше электропроводность барьера, тем выше ее упрочняющее действие.

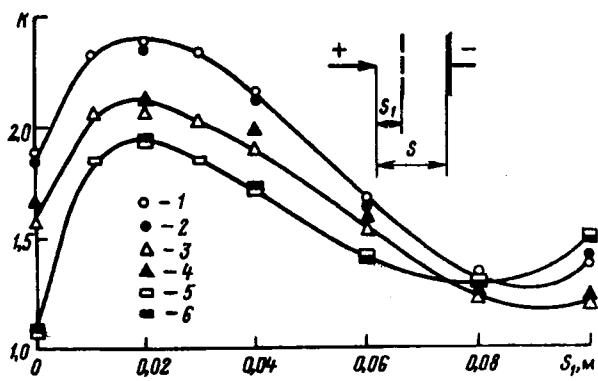


Рис. 1. Зависимость коэффициента упрочнения разрядного промежутка от месторасположения барьера с различной удельной поверхностной проводимостью γ_S : 1 — полупроводящая кабельная бумага марки КУП-120, $\gamma_S=5 \cdot 10^{-4}$ См; 2 — кабельная бумага марки К-120 с полупроводящим лаковым покрытием, $\gamma_S=10^{-4}$ См; 3 — электроизоляционный картон марки ЭВ-0,30, $\gamma_S=10^{-8}$ См; 4 — канцелярский картон толщиной 0,35 мм, $\gamma_S=10^{-8}$ См; 5 — полиэтиленовая пленка толщиной 0,12 мм, $\gamma_S=10^{-12}$ См; 6 — полистирольная пленка толщиной 0,12 мм, $\gamma_S=10^{-12}$ См

Электрограммы дали наглядную картину радиального распределения заряда по поверхности исследуемых барьеров относительно центральной силовой линии поля. Чем выше удельная поверхностная проводимость γ_S материала барьера, тем на большую площадь растекаются заряды по его поверхности. Увеличение упрочняющего эффекта барьера при больших диаметрах распределения заряда по ее поверхности связано с боль-

шим выравниванием электрического поля на промежутке «барьер—плоскость». Это подтверждается также результатами экспериментов, проводимых с барьерами, изготовленными из предварительно электретированных диэлектрических материалов (ПВДФ и лавсан).

Зависимости $K=f(S_1)$ для барьеров из лавсана с различной площадью, охватываемой электретным состоянием, представлены на рис. 2. Предварительно электретированные диэлектрические барьеры отличаются значительным упрочнением разрядного промежутка по сравнению с барьерами, в которых электретное состояние отсутствует. С увеличением площади барьера, охватываемой электретным состоянием, усиливается его упрочняющий эффект. При этом, значительно расширяется область месторасположения барьера в разрядном промежутке, при котором сохраняются большие значения K . Так, барьер с предварительно электретированной площадью, близкой к площади противоположного плоского электрода, увеличивает электрическую прочность промежутка более чем в 3 раза, причем высокая степень увеличения сохраняется в интервале $S_1=(0,12 \div 0,6) S$.

Аналогичные результаты с электретированными барьерами были получены и для пленок из ПВДФ.

Выводы. 1. Удельная поверхностная проводимость γ_S материала барьера играет существенную роль в барьерном эффекте. С увеличением γ_S значительно увеличивается упрочняющая способность барьера, что объясняется лучшим распределением при этом заряда по ее поверхности,

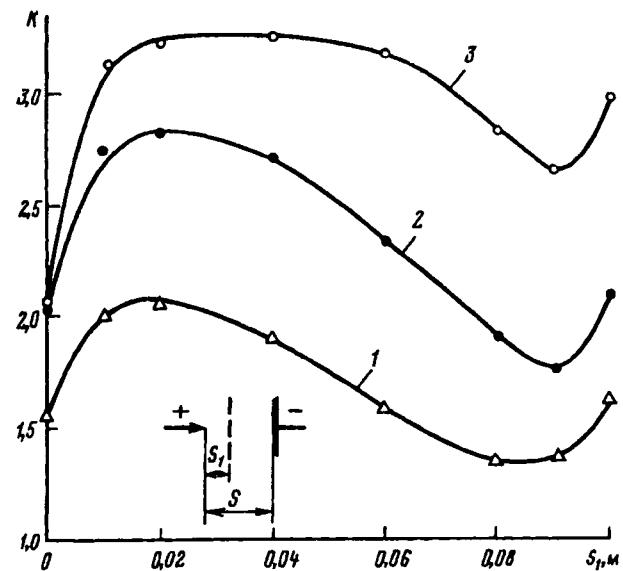


Рис. 2. Зависимость коэффициента упрочнения разрядного промежутка от месторасположения барьера из предварительно электретированной лавсановой пленки; диаметр электретированной площади: 1 — $(0,012 \div 0,015)$ м; 2 — $(0,03 \div 0,035)$ м; 3 — $(0,08 \div 0,1)$ м

приводящим к большему выравниванию электрического поля разрядного промежутка.

2. Барьеры из предварительно электретированных диэлектрических материалов более эффективны, чем те, в которых электретное состояние отсутствует. При надежной стабильности электретированного состояния, электретные барьеры могут быть использованы в качестве экранов для варьирования неоднородных электрических полей в высоковольтных электроизоляционных конструкциях.

ного исследования барьерного эффекта в воздухе при постоянном напряжении: Автореф. дис... канд. техн. наук. — Баку: АзИНЕФТЕХИМ, 1970.

6. Электреты / Под ред. Г. Сесслера: Пер. с англ. — М.: Мир, 1983.

7. Лущекин Г.А. Полимерные электреты. — М.: Химия, 1984.

8. Иванов А.В. Применение электрографии для исследования объемных и поверхностных зарядов: Автореф. Дис... канд. техн. наук — М.: МЭИ, 1971.

9. Электретный эффект в композиционных системах полимер-сегнетопезоэлектрик / А.И. Мамедов, М.А. Курбанов, Я.М. Багиров, М.Г. Шахтахтинский. — Баку: Элм, 1987.

[26.03.96]

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волощенко Н.Ф. Влияние барьеров на электрическую прочность воздушных промежутков. — Электричество, 1946, № 3.

2. Николаевская Н.Н. К вопросу о механизме барьерного эффекта в воздухе при импульсном напряжении. — Тр. ЛПИ. Техника высоких напряжений, 1954, № 1.

3. Шильман А.А. Исследование методов повышения прочности жидкой и газообразной изоляции путем применения барьеров. — Тр. ЛПИ. Техника высоких напряжений, 1954, № 1.

4. Бенинг П. Электрическая прочность изоляционных материалов и конструкций / Пер. с нем. — М.; Л.: Госэнергоиздат, 1960.

5. Оганесов Э.А. Некоторые вопросы эксперименталь-

А в т о р : Шахтахтинский Тофик Исмаил оглы окончил энергетический факультет Азербайджанского государственного института нефти и газа в 1961 г. В 1969 г. защитил кандидатскую диссертацию в Московском энергетическом институте по теме «Исследование электрического разряда по поверхности твердых диэлектриков в гелии и аргоне». Доцент кафедры «Электротермические установки и техника высоких напряжений» Азербайджанской государственной нефтяной академии (Баку, Азербайджан).

Вниманию предприятий, организаций, НИИ, вузов стран СНГ и зарубежных фирм!

Журнал «Электричество» предоставляет свои страницы для

- РЕКЛАМЫ ИЗДЕЛИЙ отечественных предприятий и зарубежных фирм в области энергетики, электротехники, электроники, автоматики
- ПУБЛИКАЦИИ ОБЪЯВЛЕНИЙ о научных симпозиумах, конференциях, совещаниях, семинарах
- ДРУГОЙ ИНФОРМАЦИИ, соответствующей тематике журнала

Сообщаем, что журнал поступает к зарубежным подписчикам во многих странах мира на русском и английском языках. Реклама в черно-белом изображении может быть помещена на страницах журнала или на его обложке. Напоминаем наш адрес: 103012 Москва, К—12, Б. Черкасский пер., 2/10 или 101000 Москва, Главпочтamt, абонементный ящик № 648. Телефоны для справок: 924-24-80, 928-88-69.

Расчет потенциальных полей и средних параметров дисперсных систем регулярных структур с различными формами включений

АРАМЯН М.А.

Предлагается новая модель дисперсной системы (ДС), основанной на определении усреднения Лоренца. Используя теорему векторного поля, энергия полей реальной ДС и ее эквивалентной модели выражена через параметры среды и поля, а из условия равенства энергии этих полей рассчитываются поля в ДС. Метод позволяет получить более точные формулы расчета средних параметров ДС.

Ключевые слова: дисперсная среда, включение, внешние электрические поля, электрическая проницаемость, расчеты

Существует много методов и способов расчета потенциальных полей в неоднородных средах и средних параметров таких сред, содержащих включения геометрической формы [1–3] и др. Эти задачи заметно упрощаются в тех случаях, когда в изотропную среду вводится одно инонородное тело (задачи о шаре, цилиндре, эллипсоиде) [4–8]. Наиболее широко используется метод решения уравнения Лапласа. Но так как неоднородные системы имеют сложную структуру и расчет полей в них является весьма трудной задачей, обычно за основу принимаются упрощенные расчетные модели, позволяющие приблизенно описывать происходящие в таких средах процессы (например, [1–3, 9]).

В данной статье предлагаются новая модель дисперсной системы и метод решения неоднородной задачи. Метод является общим и позволяет более точно рассчитывать поля и средние параметры неоднородных сред. Полученные результаты могут быть распространены на случаи электрических, магнитных и других потенциальных полей, удовлетворяющих уравнению Лапласа. Поэтому исходные выражения, лежащие в основе последующих расчетов, приведены в обобщенном виде.

Пусть имеется потенциальный вектор \vec{F} и соленоидальный вектор \vec{Q} , в дальнейшем именуемые, соответственно, обобщенной силой и обобщенным потоком. Предположим также, что внутри пространства объемом V имеется замкнутая поверхность S_2 с объемом V_2 и векторы \vec{F} и \vec{Q} во всем пространстве удовлетворяют условиям

$$\text{rot } \vec{F} = 0, \quad \text{div } \vec{Q} = 0, \quad \vec{F} = -\text{grad } \varphi, \quad (1)$$

где φ — скалярная функция (обобщенный потенциал) точки пространства.

Кроме того, векторы \vec{F} и \vec{Q} обладают не-

A new model of a dispersion system based on a Lorenz average determination is proposed. Used a vector field theorem, energy of fields of real dispersion system and its equivalent model are expressed. Through parameters of a medium and a field and on the condition of quality of these energies, fields in a dispersion system, are calculated. The method proposed makes it possible to obtain more accurate formulae for calculating dispersion system parameters.

Key words: dispersion medium, electrical field, inclusions, dielectric permittivity, calculation

прерывными производными всюду, за исключением регулярной поверхности S_2 . Тангенциальная составляющая вектора \vec{F} и нормальная составляющая вектора \vec{Q} непрерывны при переходе через замкнутую поверхность S_2 , а нормальная составляющая \vec{F} и тангенциальная составляющая \vec{Q} допускают произвольные разрывы. Изучаемая среда изотропна и связь между \vec{Q} и \vec{F} линейная —

$$\vec{Q} = \lambda \vec{F} \quad (2)$$

с коэффициентом пропорциональности λ , имеющим обобщенной проводимостью [10]. Допускается также, что источники полей \vec{F} и \vec{Q} расположены на конечном расстоянии от произвольного начала отсчета. Если эти векторы удовлетворяют вышеуказанным условиям, то согласно теореме векторного поля [4]

$$\int_V \vec{F} \vec{Q} \, dv = \int_{V_1} \vec{F} \vec{Q} \, dv + \int_{V_2} \vec{F} \vec{Q} \, dv. \quad (3)$$

Применим эту теорему для решения следующей задачи. Пусть во всем пространстве имеем однородную изотропную среду с обобщенной проводимостью λ_1 , в которой установлено внешнее постоянное однородное поле с обобщенной силой \vec{F}_0 . Обобщенная энергия этой среды будет равна [11]

$$U_0 = \frac{1}{2} \int_V \vec{F}_0 \vec{Q}_0 \, dv. \quad (4)$$

Внесем в эту среду инонородное однородное тело объемом V_2 и обобщенной проводимостью λ_2 . Поверхность тела S_2 удовлетворяет условиям, предъявляемым векторам \vec{F} и \vec{Q} . После внесения включения в любой точке пространства установится поле с \vec{F}' и \vec{Q}' и обобщенная энергия

этой новой системы

$$U' = \frac{1}{2} \int_V \vec{F}' \vec{Q}' dv. \quad (5)$$

Разность энергий U' и U_0 представляет собой обобщенную работу, затраченную внешним источником энергии при внесении тела в поле F_0 :

$$\Delta U = \frac{1}{2} \int_V (\vec{F}' \vec{Q}' - \vec{F}_0 \vec{Q}_0) dv. \quad (6)$$

Используя теорему векторного поля (3), из (6) получаем

$$\Delta U = \frac{1}{2} \int_{V_2} (\lambda_1 - \lambda_2) \vec{F}_0 \vec{F}'_{2i} dv, \quad (7)$$

где \vec{F}'_{2i} — обобщенная сила внутри инородного тела.

Особенность соотношения (7) заключается в том, что интегрирование распространяется только на объем инородного тела.

Так как теорема векторного поля справедлива и при конечном числе замкнутых поверхностей [4], то при внесении в поле n_i инородных тел, по аналогии с (7), получим [11–16]

$$\Delta U = \frac{1}{2} (\lambda_1 - \lambda_2) \vec{F}_0 \sum_{i=1}^{n_i} \int_{V_{2i}} \vec{F}'_{2i} dv, \quad (8)$$

где \vec{F}'_{2i} — обобщенная сила внутри i -го включения; V_{2i} — его объем.

Для расчета поля F_{2i} и среднего значения обобщенной проводимости смеси λ_{cm} воспользуемся теорией Лоренца, согласно которой средняя величина любой (скалярной или векторной) величины $\bar{\psi} = \psi_{cp}$ определяется по выражению [5]

$$\bar{\psi} = \psi_{cp} = \frac{1}{V_0} \int \psi_m dv, \quad (9)$$

где ψ_m — микроскопическое значение данной величины; V_0 — физически бесконечно малый объем, в котором производится усреднение.

Используя (9) и известную теорему: среднее значение производной по координате (а также по времени) от произвольной величины ψ равно производной от среднего значения этой величины [5]:

$$\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\psi}), \quad (10)$$

из уравнения для микроскопических величин получаем уравнения для макроскопических величин.

Итак, все усредненные величины и уравнения для макроскопических величин должны удовлетворять вводимым Лоренцом условиям (9), (10). Тогда определение (9) λ_{cm} обобщенной проводимости примет вид

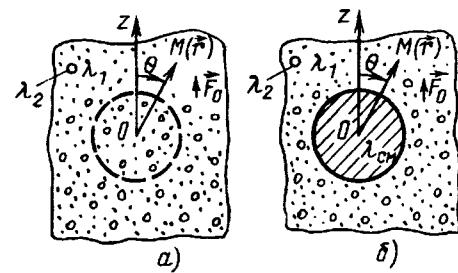


Рис. 1 $\frac{1}{V_0} \int \vec{Q}_m dv$
 $\bar{\lambda} = \lambda_{cm} = \frac{1}{V_0} \int \lambda_m dv = \frac{\frac{1}{V_0} \int \vec{F}_m dv}{\frac{1}{V_0} \int \vec{F}_0 dv}. \quad (11)$

Следовательно, основываясь на определении (11), реальную неоднородную среду (рис. 1, а) можно представить моделью, изображенной на рис. 1, б, где реальная среда объемом V_0 , в которой производится усреднение, замещается однородной средой с искомой проводимостью λ_{cm} , так как усреднение Q_m и \vec{F}_m производится в объеме V_0 . Т.е. определение (11) означает, что в пределах области V_0 данной неоднородной среде (рис. 1, а) сопоставляется эквивалентная однородная среда с обобщенной проводимостью λ_{cm} (рис. 1, б). Эквивалентность предполагает, что в любых одинаковых точках $M(\vec{r})$ дисперсной системы и на модели, за исключением области объемом V_0 , обобщенные потенциалы равны. Из эквивалентности реальной среды (рис. 1, а) и ее модели (рис. 1, б) следует и равенство обобщенных энергий смеси U_c и ее модели U_m :

$$U_c = \frac{1}{2} \int_{V_0} \vec{F}_c \vec{Q}_c dv + \frac{1}{2} \int_{V_1} \vec{F}_c \vec{Q}_c dv = \frac{1}{2} \int_{V_0} \vec{F}_m \vec{Q}_m dv + \frac{1}{2} \int_{V_1} \vec{F}_m \vec{Q}_m dv = U_m \quad (12)$$

или

$$\frac{1}{2} \int_{V_0} \vec{F}_c \vec{Q}_c dv = \frac{1}{2} \int_{V_0} \vec{F}_m \vec{Q}_m dv, \quad (13)$$

так как по условию вне объема V_0 имеем $\phi_c(\vec{r}) = \phi_m(\vec{r})$.

Тогда, по аналогии с выводами (7) и (8), из (13) получаем

$$\frac{1}{2} (\lambda_1 - \lambda_2) \vec{F}_0 \sum_{i=1}^{n_i} \int_{V_{2i}} \vec{F}'_{2i} dv = \frac{1}{2} (\lambda_1 - \lambda_{cm}) \vec{F}_0 \int_{V_0} \vec{F}_i dv, \quad (14)$$

где \vec{F}_i — обобщенная сила внутри однородного тела с искомой обобщенной проводимостью λ_{cm} .

Соотношения (8) и (14), как будет показано ниже, являются основными выражениями, позволяющими рассчитать потенциальные поля и эффективные параметры дисперсных систем.

Приведенные соотношения справедливы для любых форм инородных включений, удовлетворяющих требованиям, предъявляемым к векторам \vec{F} и \vec{Q} . В данной статье рассматриваются дисперсные системы регулярных структур в слабых внешних полях.

В качестве примера приведем расчет поля и среднего значения диэлектрической проницаемости среды диэлектрик в диэлектрике, некоторые аспекты которого рассмотрены в [11–16].

I. Инородные тела имеют сферическую форму (на рис. 1, а и б объем V_0 имеет сферическую форму).

1. Диэлектрический шар радиусом a во внешнем электростатическом поле с напряженностью \vec{E}_0 (задача о шаре).

При $\lambda_1=\varepsilon_1=1$ для энергии на поляризацию диэлектрического шара из (7) имеем выражение вида

$$\Delta W' = \frac{1}{2} \varepsilon_0 (1 - \varepsilon_2) \vec{E}_0 \int_{V_2} \vec{E}'_{2i} dv. \quad (15)$$

Определяя $\Delta W'$ через вектор поляризации включения \vec{P}'_2 [4, 6], с учетом (15) получаем

$$\Delta W' = -\frac{1}{2} \int_{V_2} \vec{E}_0 \vec{P}'_2 dv = -\frac{1}{2} \int_{V_2} (\varepsilon_2 - 1) \varepsilon_0 \vec{E}_0 \vec{E}'_{2i} dv. \quad (16)$$

Учитывая, что дипольный момент шара

$$\vec{P}'_2 = \int_{V_2} \vec{P}'_2 dv, \quad (17)$$

из (16) имеем

$$\vec{P}'_2 = \varepsilon_0 (\varepsilon_2 - 1) V_2 \vec{E}'_{2i}. \quad (18)$$

Так как деполяризующее включение поля \vec{E}_π и вектор поляризации \vec{P}'_2 внутри включения противоположны [4–8], то

$$\vec{E}'_{2i} = \vec{E}_0 + \vec{E}_\pi = \vec{E}_0 - \frac{\vec{P}'_2}{3\varepsilon_0} = \vec{E}_0 - \frac{\vec{p}'_2}{2\varepsilon_0 V_2}. \quad (19)$$

Совместно решая (18) и (19), получаем известные для шара выражения:

$$\vec{E}'_{2i} = \frac{3}{\varepsilon_2 + 2} \vec{E}_0; \quad (20)$$

$$\vec{p}'_2 = 4\pi \varepsilon_0 a^3 \frac{\varepsilon_2 - 1}{\varepsilon_2 + 1} \vec{E}_0; \quad (20a)$$

$$\vec{E}_\pi = \frac{\varepsilon_2 - 1}{\varepsilon_2 + 1} \vec{E}_0. \quad (20b)$$

2. Расчет поля в дисперсной системе при малой объемной концентрации f_2 сферических включений.

При $f_2 \ll 1$ взаимным влиянием частиц можно пренебречь. Тогда частицы поляризуются внешним полем \vec{E}_0 , поэтому напряженность внутри включения $\vec{E}_{2i} = \vec{E}'_{2i}$, дипольный момент \vec{P}_2 и \vec{E}_π определяются соответствующими выражени

ями системы (20), полученными в первом пункте.

Согласно (8) энергия на поляризацию включений

$$\Delta W = \frac{1}{2} (1 - \varepsilon_2) \varepsilon_0 n V_2 \vec{E}_0 \vec{E}_{2i}. \quad (21)$$

Энергия на поляризацию однородной сферы с диэлектрической проницаемостью ε_{cm} также согласно (8) определяется как

$$\Delta W_{cm} = \frac{1}{2} (1 - \varepsilon_{cm}) \varepsilon_0 V_0 \vec{E}_0 \vec{E}_{cmi}, \quad (22)$$

где \vec{E}_{cmi} — напряженность внутри однородной сферы;

$$\vec{E}_{cmi} = \frac{3}{\varepsilon_{cm} + 2} \vec{E}_0. \quad (23)$$

Равенство (14) [или равенства (21) и (22)] теперь будет иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \varepsilon_0 (\varepsilon_2 - 1) \vec{E}_0 \sum_{i=1}^n \int_{V_2} \vec{E}_{2i} dv &= \frac{1}{2} (\varepsilon_{cm} - 1) \varepsilon_0 \times \\ &\times \vec{E}_0 \int_{V_0} \vec{E}_{cmi} dv. \end{aligned} \quad (24)$$

Из (24) с учетом (20) и (23) для ε_m получаем формулу Максвелла—Лоренца—Вагнера [1, 2, 17].

Следует заметить, что формула Максвелла—Лоренца [1, 2] выведена Вагнером [17], как и в данной работе, без учета взаимного влияния.

3. Расчет поля и ε_{cm} с учетом дипольных взаимодействий.

Пусть объемная концентрация включений f_2 такова, что следует учесть дипольные взаимодействия шарообразных частиц одинаковых размеров ($V_{2i}=V_2$). Тогда включения поляризуются полем Лоренца [2, 5, 6]:

$$\vec{E}_L = \vec{E}_0 + \frac{\vec{P}_2}{3\varepsilon_0} = \vec{E}_0 + \frac{n\vec{p}_2}{3\varepsilon_0 V_0}, \quad (25)$$

в котором усреднение \vec{P}_2 подчиняется условию (9).

Так как распределение частиц регулярно, то они будут поляризоваться одинаково и дипольные моменты по направлению будут совпадать с вектором \vec{E}_0 . Тогда

$$\vec{E}_{2i} = \vec{E}_L + \vec{E}_\pi = \vec{E}_0 + \frac{n\vec{p}_2}{3\varepsilon_0 V_0} - \frac{\vec{p}_2}{3\varepsilon_0 V_2}. \quad (26)$$

Совместное решение (18) ($\vec{p}'_2 = \vec{p}_2$) и (26) теперь дает

$$\vec{E}_{2i} = \frac{3\vec{E}_0}{\varepsilon_2 + 2 - f_2(\varepsilon_2 - 1)}; \quad (27)$$

$$\vec{p}_2 = 4\pi \varepsilon_0 a^3 \frac{\varepsilon_2 - 1}{\varepsilon_2 + 2 - f_2(\varepsilon_2 - 1)} \vec{E}_0; \quad (27a)$$

$$\vec{E}_\pi = \frac{(\varepsilon_2 - 1) \vec{E}_0}{\varepsilon_2 + 2 - f_2(\varepsilon_2 - 1)}; \quad (27b)$$

$$\text{где } f_2 = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_2 + 2}.$$

Для напряженности лоренцова поля (25) имеем

$$\vec{E}_L = \frac{\epsilon_2 + 2}{\epsilon_2 + 2 - f_2(\epsilon_2 - 1)} \vec{E}_0. \quad (28)$$

Следует отметить, что полученные выражения (27) совпадают с теорией Максвелла. Действительно, если выведенную Максвеллом для ϵ_{cm} формулу подставить в выражение для E_{2i} [9], то получим уравнение (27), а если подставить в выражение для средней поляризации, то — (27а).

Предложенные модель и метод определения ϵ_{cm} позволяют из выражения равенства энергий (24) для ϵ_{cm} (при $\epsilon_1 \neq 1$) получить новую формулу

$$\epsilon_{cm} = \epsilon_1 \frac{\epsilon_2 + 2\epsilon_1 + f_2(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1 - 2f_2(\epsilon_2 - \epsilon_1)}. \quad (29)$$

Известно, что для сферических частиц, расположенных в узлах простой кубической решетки, максимальная доля включений равна $f_2 = f_{2max} = \pi/6$ [18], поэтому приближенная формула (29) (в ней учтено только дипольное взаимодействие) применима при $0 \leq f_2 < \pi/6$. Анализ результатов расчета по формуле (29) и сопоставление их с экспериментальными данными Рейнольдса, приведенными в [11] (стеклянные шарики со средним радиусом $a = 3$ мк, $\epsilon_2 = 4,594$, в четыреххлористом углероде с $\epsilon_1 = 2,228$), показывают, что расчетные данные по предложенной формуле лучше согласуются с экспериментальными [7], чем результаты расчетов по известным формулам авторов [1, 2, 8, 12–14].

4. Расчет поля и средней диэлектрической проницаемости гетерогенной среды с учетом мультиполей P_{lm} высших порядков.

В этом случае для P_{lm} получаем бесконечную систему линейных алгебраических уравнений ($\epsilon_1 \neq 1$) [15]:

$$\vec{P}_{lm} = \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) \left[\left(\epsilon_1 V_2 \vec{E}_0 + \frac{f_2 \vec{p}_{10}}{3} \right) \delta_{l1} \delta_{m0} + \frac{l+1}{2l+1} \vec{p}_{lm} - \frac{4\pi la^{2l+1} N_{lm}}{(2l+1)^2 (l-m)!} \sum_{l'm'} (-1)^{l'+m} \frac{N_{l'm'} (l'+l+m'-m)!}{(l'-m')! N_{l'+l, m'-m}} \times \sum_{j \neq i} \vec{p}_{l'm'} \frac{Y_{l'+l, m'-m}(\vec{r}_{ji})}{|\vec{r}_{ji}|^{l'+l+1}} \right], \quad (30)$$

где $Y_{lm}(\vec{r})$ — сферические функции [4, 23];

$$\oint_S Y_{lm}(\vec{r}) Y_{l'm'}^*(\vec{r}) d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'}; \quad (31)$$

$$N_{lm} = (-1)^m \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}};$$

\vec{r} — пространственный вектор; \vec{r}_i — радиус-вектор i -й сферы; \vec{r}_j — радиус-вектор j -й сферы; $\vec{r}_{ji} = \vec{r}_j - \vec{r}_i$.

Система уравнений (30) позволяет рассчитать

поле и ϵ_{cm} с любой требуемой точностью.

а) Пусть $l=1, m=0, f_2 \ll 1$, а взаимное влияние пренебрежимо мало. Тогда из (30) имеем

$$\vec{p}_{10} = \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) \left(\epsilon_1 V_2 \vec{E}_0 + \frac{2}{3} \vec{p}_{10} \right), \quad (32)$$

откуда получаем (20а), а следовательно и (20), (20б).

б) Пусть $l=1, m=0$ и учитывается дипольное взаимодействие. Тогда из (30) для дипольного момента получаем

$$\vec{p}_{10} = \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) \left[\left(\epsilon_1 V_2 \vec{E}_0 + f_2 \frac{\vec{p}_{10}}{3} \right) + \frac{2}{3} \vec{p}_{10} \right], \quad (33)$$

из которого следует формула (27а), а следовательно и (27), (27б), (28).

в) Пусть $l=3, m=0$. Из бесконечного числа уравнений (30) теперь получаем систему из двух уравнений:

$$\vec{p}_{10} = \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) \left[\left(\epsilon_1 V_2 \vec{E}_0 + \frac{f_2 \vec{p}_{10}}{3} \right) + \frac{2 \vec{p}_{10}}{3} - \frac{V_2}{3} N_{10} \vec{p}_{30} \frac{N_{30} 4!}{N_{40} 3!} \sum_{\vec{r}_{ji}} \frac{Y_{40}^*(\vec{r}_{ji})}{R^5} \right], \quad (34)$$

$$\vec{p}_{30} = \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) \left[\frac{4}{7} \vec{p}_{30} - \frac{12}{7^2} \pi a^7 \frac{N_{30}}{3!} \left(\vec{p}_{10} \frac{N_{10} 4!}{N_{40} 3!} \times \sum_{\vec{r}_{ji}} \frac{Y_{40}^*(\vec{r}_{ji})}{R^5} + \vec{p}_{30} \frac{N_{30} 6!}{N_{60} 3!} \sum_{\vec{r}_{ji}} \frac{Y_{60}^*(\vec{r}_{ji})}{R^7} \right) \right], \quad (35)$$

где $\vec{R} = \vec{r}_{ji}$ — решеточный вектор.

Совместно решая (34) и (35), получаем

$$\vec{p}_{10} = \frac{3\epsilon_1(\epsilon_2 - \epsilon_1) V_2 \vec{E}_0}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1 - f_2(\epsilon_2 - \epsilon_1) - \gamma\epsilon_2}. \quad (36)$$

Учитывая (18) ($\vec{p}_2 = \vec{p}_2$), (24) и (26), рассчитываем \vec{E}_{2i} , ϵ_{cm} , \vec{E}_L , \vec{E}_Π

$$\vec{E}_{2i} = \frac{3\epsilon_1 \vec{E}_0}{3\epsilon_2 + (\epsilon_1 - \epsilon_2)(f_2 + 2) - \gamma\epsilon_2}; \quad (36a)$$

$$\epsilon_{cm} = \epsilon_1 \frac{3\epsilon_2 + (\epsilon_1 - \epsilon_2)(2 - f_2) - \gamma\epsilon_2}{3\epsilon_2 + (\epsilon_1 - \epsilon_2)(2 + 2f_2) - \gamma\epsilon_2}; \quad (36b)$$

$$\vec{E}_L = \frac{(\epsilon_2 + 2\epsilon_1 - \gamma\epsilon_2) \vec{E}_0}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1 - f_2(\epsilon_2 - \epsilon_1) - \gamma\epsilon_2}; \quad (36v)$$

$$\vec{E}_\Pi = \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_1 - \gamma\epsilon_2) \vec{E}_0}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1 - f_2(\epsilon_2 - \epsilon_1) - \gamma\epsilon_2}, \quad (36\Gamma)$$

где

$$\gamma = \frac{\frac{48}{N_{40}^2} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right)^2 a^{10} \sum_{\vec{R}} \left(\frac{Y_{40}^*(\vec{R})^2}{R^5} \right)}{7 - 4 \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) + 60a^7 \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) \sum_{\vec{R}} \frac{Y_{60}^*(\vec{R})}{N_{60} R^7}}. \quad (37)$$

Для вычисления дипольного момента \vec{p}_{10} при $l=5, m=0$ приходится решать систему из четырех уравнений, при $l=7, m=0$ — из шести уравнений и т. д.

II. Инеродные включения имеют цилиндрическую форму (на рис. 1, а и б объем V_0 , в котором производится усреднение, имеет цилиндрическую форму), оси которых перпендикулярны направлению внешнего поля.

1. *Дизэлектрический цилиндр во внешнем однородном поле с напряженностью $E_0 = E_{0x}$ (задача о цилиндре).*

Фактор деполяризации цилиндра по направлению оси x $N_x = 1/2$. Следовательно, напряженность поля внутри цилиндра, по направлению оси x , будет равна

$$\vec{E}_{2ix} = \vec{E}_{0x} - \frac{\vec{p}_{2x}}{2\epsilon_0} = \vec{E}_{0x} - \frac{\vec{p}_2}{2\epsilon_0 V_2}. \quad (38)$$

Совместно решая (18) и (38), по аналогии с рассмотренной для шара задачей получаем известные для цилиндра формулы [4–8]:

$$\vec{E}_{2ix} = \frac{2}{\epsilon_2 + 1} \vec{E}_{0x}; \quad (39)$$

$$\vec{p}_{2x} = 2\epsilon_0 \frac{(\epsilon_2 - 1) V_2}{\epsilon_2 + 1} \vec{E}_{0x}; \quad (39a)$$

$$\vec{E}_{px} = \frac{\epsilon_2 - 1}{\epsilon_2 + 1} \vec{E}_{0x}. \quad (39b)$$

Для эквивалентного цилиндра (объема V_0) с дизэлектрической проницаемостью ϵ_{cm} аналогичным образом будем иметь:

$$\vec{E}_{cmx} = \frac{2}{\epsilon_{cm} + 1} \vec{E}_{0x}; \quad (40)$$

$$\vec{p}_x = 2\epsilon_0 \frac{(\epsilon_{cm} - 1) V_0}{\epsilon_{cm} + 1} \vec{E}_{0x}; \quad (40a)$$

$$\vec{E}_{px} = \frac{\epsilon_{cm} - 1}{\epsilon_{cm} + 1} \vec{E}_{0x}. \quad (40b)$$

2. *Расчет поля внутри цилиндрических частиц, расположенных в узлах пространственной кубической решетки, оси которых перпендикулярны направлению внешнего поля.*

Объемная доля частиц весьма мала и взаимным влиянием частиц пренебрегаем. Тогда вносимые в цилиндрический объем V_0 (рис. 1, а) включения поляризуются *внешним* однородным полем с напряженностью $E_{0x} = E_0$. Результаты вычислений для данного случая совпадают с полученными в первом пункте выражениями (39) и (40). Из соотношения же (24) для ϵ_{cm} по оси x с учетом (39) и (40) при $\epsilon_1 \neq 1$ получаем формулу Релея [3].

3. *Расчет поля и средней дизэлектрической проницаемости с учетом дипольных взаимодействий.*

Включения по аналогии с (25) теперь поляризуются полем

$$\vec{E}_{lx} = \vec{E}_{0x} + \frac{n \vec{p}_{2x}}{2\epsilon_0 V_0}. \quad (41)$$

Тогда напряженность поля внутри цилиндра

по направлению оси x

$$\vec{E}_{2ix} = \vec{E}_{lx} + \vec{E}_{px} = \vec{E}_{0x} + \frac{n \vec{p}_{2x}}{2\epsilon_0 V_0} - \frac{\vec{p}_{2x}}{2\epsilon_0 V_2}. \quad (42)$$

Учитывая выражение (18), в котором $\vec{p}_2 = \vec{p}_{2x}$, для \vec{E}_{2ix} и \vec{p}_{2x} получаем формулы:

$$\vec{E}_{2ix} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_2 + 1 - f_2(\epsilon_2 - 1)} \vec{E}_{0x}; \quad (43)$$

$$\vec{p}_{2x} = 2\epsilon_0 \frac{(\epsilon_2 - 1) V_2}{\epsilon_2 + 1 - f_2(\epsilon_2 - 1)} \vec{E}_{0x}; \quad (43a)$$

$$\vec{E}_{px} = \frac{\epsilon_2 - 1}{\epsilon_2 + 1 - f_2(\epsilon_2 - 1)} \vec{E}_{0x}; \quad (43b)$$

$$\vec{E}_{lx} = \frac{\epsilon_2 + 1}{\epsilon_2 + 1 - f_2(\epsilon_2 - 1)} \vec{E}_{0x}. \quad (43b)$$

Подставляя (40) и (43) в (24) для средней дизэлектрической проницаемости смеси, с учетом дипольных взаимодействий получаем формулу ($\epsilon_1 \neq 1$):

$$\frac{\epsilon_{cmx} - \epsilon_1}{\epsilon_{cmx} + \epsilon_1} = f_2 \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1 - f_2(\epsilon_2 - \epsilon_1)}. \quad (44)$$

Анализ формулы (44) и сопоставление ее с формулой Релея [3] показывают, что данные расчета по предлагаемой формуле (44) при низких концентрациях лучше согласуются с экспериментальными данными Рейнольдса [19]. Рейнольдс измерил ϵ_{cm} смеси стеклянных частиц цилиндрической формы (длина 80 мк, диаметр 10 мк) в четыреххлористом углероде ($\epsilon_1 = 2,228$) в пределах $0 \leq f_2 \leq 0,4$. Сопоставление показывает, что данные по формуле (44) лучше чем по формуле Релея [3] согласуются с экспериментом. Это, как и в случае сферических частиц, показывает [15, 16], что предлагаемые модель и определение дизэлектрической проницаемости более точно описывают происходящие в реальной среде процессы.

III. Инеродные включения имеют эллипсоидальную форму (на рис. 1, а и б объем V_0 , в котором производится усреднение, имеет эллипсоидальную форму).

1. *Задача об эллипсоиде.* Внесем в дисперсную среду с $\epsilon_1 = 1$ эллипсоид с проницаемостью ϵ_2 . Если внешнее поле направлено произвольно по отношению к системе отсчета, то оно имеет компоненты вдоль осей эллипсоида E_{0x} , E_{0y} , E_{0z} . При направлении внешнего электрического поля по оси x $E_0 = E_{0x}$. Напряженность поля внутри эллипсоида вдоль той же оси будет

$$\vec{E}_{2ix} = \vec{E}_{0x} + \vec{E}_{px} = \vec{E}_{0x} - \frac{N_x \vec{p}_{2x}}{\epsilon_0 V_2}, \quad (45)$$

где N_x — фактор деполяризации эллипсоида вдоль оси x .

Производя вычисления, аналогичные в пунктах II и III, получаем известные решения для эллипсоида [4, 6, 24]:

$$\vec{E}_{2ix} = \frac{\vec{E}_{0x}}{1 + (\epsilon_2 - 1)N_x}; \quad (46)$$

$$\vec{p}_{2x} = \epsilon_0 \frac{(\epsilon_2 - 1)V_2 \vec{E}_{0x}}{1 + (\epsilon_2 - 1)N_x}; \quad (46a)$$

$$\vec{E}_{nx} = \frac{(\epsilon_2 - 1)\vec{E}_{0x}}{1 + (\epsilon_2 - 1)N_x}. \quad (46b)$$

Для однородного эллипсоида объемом V_0 с диэлектрической проницаемостью ϵ_{cm} по аналогии с (46) имеем:

$$\vec{E}_{cmix} = \frac{\vec{E}_{0x}}{1 + (\epsilon_{cm} - 1)N_x}; \quad (47)$$

$$\vec{p}_{cm} = \epsilon_0 \frac{(\epsilon_{cm} - 1)V_0 \vec{E}_{0x}}{1 + (\epsilon_{cm} - 1)N_x}; \quad (47a)$$

$$\vec{E}_{nx} = \frac{(\epsilon_{cm} - 1)\vec{E}_{0x}}{1 + (\epsilon_{cm} - 1)N_x}. \quad (47b)$$

2. Расчет поля внутри одинаково ориентированных эллипсоидов, расположенных в узлах пространственной кубической решетки.

Рассмотрим случай, когда $f_2 \ll 1$ и взаимное влияние частиц не учитывается. Включения находятся под воздействием внешнего однородного поля. Результаты расчета совпадают с формулами (46). А из (24) с учетом (46) и (47) для диэлектрической проницаемости смеси ϵ_{cm} по оси x (для $\epsilon_1 \neq 1$) получаем формулу Фрике [24].

3. Расчет поля и средней диэлектрической проницаемости с учетом дипольных взаимодействий.

В этом случае уравнение (26) или (42) для эллипсоида примет вид

$$\vec{E}_{2ix} = \vec{E}_{lx} + \vec{E}_{nx} = \vec{E}_0 + \frac{n N_x \vec{p}_{2x}}{\epsilon_0 V_0} - \frac{N_x \vec{p}_{2x}}{\epsilon_0 V_2}. \quad (48)$$

Тогда

$$\vec{E}_{2ix} = \frac{\vec{E}_{0x}}{1 - (\epsilon_2 - 1)(f_2 - 1)N_x}; \quad (49)$$

$$\vec{p}_{2x} = \epsilon_0 \frac{(\epsilon_2 - 1)V_2 \vec{E}_{0x}}{1 - (\epsilon_2 - 1)(f_2 - 1)N_x}; \quad (49a)$$

$$\vec{E}_{nx} = \frac{(\epsilon_2 - 1)N_x \vec{E}_{0x}}{1 - (\epsilon_2 - 1)(f_2 - 1)N_x}; \quad (49b)$$

Эти результаты совпадают с положениями теории Фрике [24]. Предложенная модель позволяет для определения ϵ_{cm} получить новую формулу [равенство (24) с учетом уравнений (47) и (49) при $\epsilon_1 \neq 1$]

$$\epsilon_{cmx} = \epsilon_1 \frac{\epsilon_1 + (\epsilon_2 - \epsilon_1)(f_2 + N_x)(1 + 2f_2)}{\epsilon_1 + (\epsilon_2 - \epsilon_1)(1 - 2f_2)N_x}. \quad (50)$$

Надо полагать, что точность приближенной формулы (50) должна быть выше точности формулы Фрике [24], так как (50) получена с учетом взаимодействий частиц.

В заключение отметим, что предложенный метод позволяет получить не только почти все известные формулы расчета диэлектрической

проницаемости дисперсных систем, но и рассчитать поле и вычислить средние значения диэлектрической проницаемости дисперсных систем со слоистыми инородными частицами с учетом высших мультиполей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maxwell J.C. Treatise on electricity and magnetism, 1881. vol. 1, 2.
2. Lorenz J. Über die Refraction Constante. — Wiedman Annalen, 1880, B. 11.
3. Rayleigh J.W. On the influence of obstacles arranged in rectangular order upon the properties of a medium. — Phil. Mag., 1892, vol. 34.
4. Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. — М.: Л.: ОГИЗ — Гостехиздат, 1948.
5. Тамм И.Е. Основы теории электричества. — М.: Л.: ОГИЗ — Гостехиздат, 1946.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1957.
7. Поливанов К.М. Теоретические основы электротехники. Ч. III, — М.: Энергия, 1968.
8. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники, т. II. — М.: Энергия, 1966.
9. Нетштил А.В. Модели электрических полей в гетерогенных средах нерегулярных структур. — Электричество, 1975, № 10.
10. Чудновский А.Д. Теплофизические характеристики дисперсных материалов. — М.: Энергия, 1962.
11. Арамян М.А. К расчету обобщенной проводимости неоднородных систем. — Инженерно-физический журнал, т. 55, № 1, 1988.
12. Арамян М.А. К расчету обобщенной проводимости неоднородных систем. Деп. ВИНИТИ, 1988, рег. № 1294-В88.
13. Арамян М.А. К теории расчета усредненных параметров дисперсных систем. — Межвузовский тематический сборник по электротехнике. Ереван, 1988.
14. Арамян М.А., Карапетян М.А. К расчету диэлектрической проницаемости дисперсной системы. — Изв. АН СССР, Коллоидный журнал, 1989, т. 1.
15. Арамян М.А. Расчет поля в кубической пространственной системе сферических частиц, помещенных во внешнее однородное поле. — Теоретическая электротехника, 1990, вып. 49.
16. Арамян М.А. Уточнение в теории расчета диэлектрической проницаемости Максвелла—Вагнера. — Изв. РАН. Коллоидный журнал, 1992, т. 54, № 5.
17. Wagner K.W. Erklärung der dielektrischen Nachwirkungsvorgänge auf Grund Maxwellscher Vorstellungen. — Archiv für Elektrotechnik, 1914, 11, No 9.
18. Günther R., Heinrich D. — Dielektrizitaskonstante Gemischten mit kugelförmigen Teilchen. — Z. Phys., 1965, B. 185.
19. Beek van Z.K.H. Progress in Dielectrics, 7, Heywood, 1967.
20. Bruggeman D.A.G. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. — Annalen der Physik, 1935, Bd 24.
21. Оделевский В.И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем. — ЖТФ, 1951, т. XXI, вып. 6.
22. Reynolds J.A., Hongh J.M. Formulae for dielectric constant of mixtures. — Proc. Phys. Soc., 1957, B. 70.
23. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля, М., 1973.
24. Fricke H. A mathematical treatment of the electric conductivity of disperse systems. — Phys. Rev., 1924, vol. 24. No 5.

[27.01.94]

Автор: Арамян Мартик Андрапникович окончил факультет автоматики и вычислительной техники Ереванского политехнического института (ныне Государственный инженерный университет Армении — ГИУА) в 1966 г. В 1995 г. в ГИУА защитил докторскую диссертацию по теме «Обобщенная теория расчета полей в дисперсных системах и определение интегральных параметров». Доцент сектора теоретической электротехники электротехнического департамента ГИУА.

Методы доказательства достоверности результатов обработки и анализа данных

РАДКЕВИЧ И.А.

Приведена теорема о связи достоверности результатов измерений и адекватностью модели обработки статистического материала и анализа данных. Показано применение теоремы для быстрого и надежного разоблачения ошибочных работ, в частности, по изобретению «вечных двигателей». Описан метод регуляризации измерений, особенно эффективный в условиях большого нестабильного фона и показана его эффективность при исследовании холодного ядерного синтеза.

Ключевые слова: достоверность, адекватность моделей «работающие двигатели», регуляризация измерений, холодный ядерный синтез.

Проблема достоверности результатов является центральной не только в науке, цель которой поиск истинных знаний о природе и обществе, но и при анализе проблем в любой области. Безусловно основой достоверности является опыт. Однако следует иметь в виду, что сам по себе опыт еще ничего не значит, пока он достоверно не интерпретирован, не объяснен теорией.

Усложнение научных исследований потребовало разработки новых правил, принципов обоснованной интерпретации эксперимента, обоснования достоверности результатов измерений и обработки данных. Ныне практически все эксперименты перед их интерпретацией требуют соответствующей математической обработки, которая позволяет представить данные (результаты) в весьма сжатом виде, удобном для теоретического анализа. Усложнение структуры данных привело к возникновению новой проблемы — проблемы достоверности и обоснованности использования определенных методов обработки. Дело в том, что классическая математическая статистика, широко применяемая для обработки данных, оказалась математически некорректной наукой [1—3], и поэтому единственность, однозначность оценок не имеет места, а формальное использование одних статистических критериев для доказательства достоверности результатов часто приводит к публикациям даже целых циклов ошибочных работ, формально подтверждающих друг друга, что создает иллюзию высокой достоверности конечных результатов.

Любая математическая обработка основывается на введенной модели исследуемого явления. Далее моделью называется идеализированное представление исследуемого объекта с четко детерминированными свойствами и детерминированным взаимодействием со средой. Таким образом, математическая обработка описывает не реальный объект, а введенную модель. Проблема усложняется тем обстоятельством, что расчеты, особенно при использовании ЭВМ, выполняются с колоссальной точностью, а это в немалой сте-

A theorem on association between the truth of experimental results and adequacy of a mathematical model for processing a statistical material and analytical treatment of data is presented. An application of the theorem considered for fast and reliable exposure of works dealing with invention of the «operating perpetum mobile» is shown. Method of regularisation of measurements, particularly effective in conditions of large unstable background is described and its effacing in studying cold fission is demonstrated.

Key words: reliability of statistical data processing, adequacy of the «operating perpetum mobile» models, regularisation of measurements, reliability of cold fission

пени способствует выводам, утверждениям о высокой достоверности результатов. Эта фактическая иллюзия достоверности, которую отождествляют с точностью расчетов, наносит немалый вред науке, технике, управлению.

Можно доказать следующую теорему, названную нами теоремой об адекватности [4—7].

Достоверность результата обработки, анализа данных определяется не только достоверностью исходного материала, результатов измерений, собранных фактов, точностью расчетов обработки, но в первую очередь адекватностью модели явления и реального объекта, модели обработки и характера исходных данных.

По существу теорема отражает закон природы, суть которого в том, что информация, утверждения, решения, выводы тогда и только тогда достоверны, когда учтены все основные факторы, определяющие состояние и поведение исследуемой системы, т. е. модели объекта, обработки и анализа данных адекватны исследуемому процессу. Известный физик-теоретик Макс Борн подчеркивал: «Математический формализм оказывает удивительную услугу в деле описания сложных вещей, но он нисколько не помогает в понимании реальных процессов».

По существу модель описывает идеальный объект, причем, как правило, объект с малым числом четко установленных детерминированных параметров. Поскольку реальный объект всегда отличается от идеального, то возникает дополнительная проблема устойчивости (по новой терминологии «робастности») [1], суть которой в том, что малые изменения на входе системы обработки (анализа) не должны приводить к большим изменениям на выходе.

Адекватность модели и реального объекта не может быть доказана математическими методами, ибо любое новое доказательство требует введение новой модели и новых доказательств ее адекватности. Из того закона природы, что истина следует только из опыта, вытекает, что адекватность можно доказать только на основе соот-

ветствующего эксперимента или ужу имеющегося опыта. Это хорошо иллюстрирует даже простейший пример обработки данных прямых измерений при вычислении средних значений и случайных ошибок. Для выполнения подобных расчетов требуется знание закона распределения, ибо разные законы дают различные значения как для среднего значения, так и для ошибки измерений.

Более надежным для доказательства достоверности результатов оказался двухуровневый метод анализа данных [8]. Система двухуровневого анализа данных требует четкого разделения работы на этапы. На первом этапе должен обязательно проводиться интеллектуальный анализ данных и выбор модели, а затем уже выполняется формальная (машинная) обработка, после которой обязательно должен проводиться интеллектуальный (профессиональный) анализ полученных результатов, выяснение того, адекватна ли использованная модель исходным данным и могут ли полученные результаты описывать исследуемый объект, либо выбранная модель обработки искает результаты.

Для интеллектуального анализа¹ необходимы максимально простые, но надежные критерии, используя которые, можно достоверно отбрасывать некорректные, заведомо ложные варианты, не прибегая к новым вычислениям, для проведения которых потребуется новая модель и можно снова оказаться в замкнутом кругу перед необходимостью доказательства адекватности новой модели. Критерии, используемые при интеллектуальном анализе данных, в конечном счете должны опираться на законы природы, что и определяет их высочайшую надежность, обоснованность. Эти критерии должны быть проверены на опыте, должны удовлетворять всем необходимым и достаточным условиям их применения.

Выбор адекватной модели, позволяющий избежать ошибок, правила оценок достоверности опубликованных работ существенно повышают эффективность работы, способствуют ее успешности.

При выборе модели обработки следует учитывать уже накопленный опыт, в частности учитывать, что истина получается только из опыта, что неоднократно подчеркивалось классиками теоретической физики. Так, Эйнштейн писал: «Опыт никогда не скажет теории «да», он говорит в лучшем случае «может быть», большей же частью — просто «нет». «Когда опыт соглашается с теорией, для нее это означает «может быть», когда же

¹ По еще не установившейся терминологии подобный анализ называют также «разведочным» (Тьюки), «неформальным» (Кокс и Снелл) и даже «детективным» (Эйнштейн). Нам представляется более правильным термином «интеллектуальный анализ», ибо Н. Винер неоднократно подчеркивал, что исследователь «... обязан иметь идеи. На ранней стадии проверки идей вам не следует быть зависимым от вычислительных машин»; «ЭВМ не может сравняться с интеллектом при обработке еще выкристаллизовавшихся данных.»

он противоречит ей, объявляется приговор «нет». Ландау подчеркивал: «Верховным судьей всякой физической теории является опыт». Небезынтересно привести и высказывание известного математика А.Н. Тихонова: «Вопрос применимости некоторой математической модели к изучению рассматриваемого объекта не является чисто математическим вопросом и не может быть решен математическими методами».

Высказывания великих ученых важны потому, что они обобщают опыт и обычно формулируют его в весьма сжатом и образном виде. Н. Винер писал: «Я ценю мнение не тех людей, кто много знает, а тех, кто что-то важное сделал в своей области».

Неадекватность модели описания и реального эксперимента приводит к грубейшим ошибкам. Напомним историю изобретений «вечных» двигателей, якобы черпающих энергию из вакуума. Как известно, более 200 лет тому назад французская академия наук приняла решение вообще не рассматривать проекты «вечных» двигателей, ибо это противоречит законам природы. Однако псевдоизобретатели и тут нашли выход: двигатели у всех черпают энергию тем или иным способом из вакуума, где якобы содержится огромное количество энергии, о чем неоднократно писали псевдотеоретики. В работе [9] написано: «Ученые подсчитали, что количество энергии, заключенной в каждом кубическом сантиметре пространства, превышает ту энергию, которая содержится в 10^{90} г вещества в соответствии с известной формулой Эйнштейна: $E=mc^2$ ». В других статьях пишется, что возможно создание новой энергетики, использующей мириады космических субквантов, которые несут огромнейшую энергию, питающую даже все звезды.

Однако нигде никакими опытами эти так называемые теории не подтверждены и потому должны быть отвергнуты. Тем не менее и в отечественной, и зарубежной литературе предложено много разных типов двигателей, якобы черпающих энергию из вакуума. Как пишет Фокс [9], «многие из подобных систем запатентованы, однако принципы их работы либо неясны вообще, либо трудно понимаемы».

Особое место среди всех предложений представляет конструкция созданного и «реально работающего» «вечного» двигателя с разрядником. В ряде журналов приводились слова автора этого изобретения профессора Института народного хозяйства им. Плеханова (ныне Академии) А.В. Чернецкого: «Родилась гипотеза о том, что звезды черпают энергию из окружающей пустоты Вселенной, вакуума... Но если гипотеза верна, то пустота таит в себе огромную энергию...

Мы обнаружили, что образующееся при разряде электронное облако в конкретных условиях привлекает энергию пространства. А это, в свою очередь, многократно усиливает ток в цепи».

Схема установки, с помощью которой было сделано «открытие» и экспериментально доказана «достоверность», приведена на рис. 1. Эксперимент заключался в сравнении яркости лампочки L при разомкнутых контактах разрядника P на такое расстояние, что возникает дуга. По закону Ома включение дополнительного последовательного сопротивления «дуги» должно было увеличить сопротивление и, соответственно, уменьшить ток, т.е. снизить яркость горения лампочки. В эксперименте все было наоборот: при размыкании контактов и возникновении дуги лампочка начинала гореть намного ярче, на основании чего и был сделан вывод о «получении энергии из вакуума».

«Эксперты Всесоюзного электротехнического института им. В.И. Ленина, тщательно проверив экспериментальные установки и их действия, подтвердили выход дополнительной энергии. На устройство и способ извлечения энергии из вакуума получены авторское свидетельство и диплом на открытие. Так что наш приоритет защищен... Используется схема, в которой при исходной мощности 700 Вт было получено 3 кВт». Так писали научные и научно-популярные журналы того времени.

Автор изобретения и рецензенты «открытия» использовали при доказательстве модель, в соответствии с которой в процессе (при включении разрядника) ничего не изменяется, а потому происходит извлечение энергии из вакуума — из-за чего лампочка горит намного ярче! Неадекватность использованной модели реальному процессу не была доказана. На самом же деле, как известно,

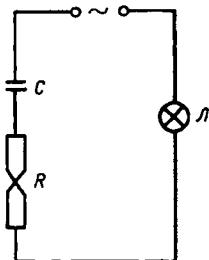


Рис. 1

дуга является нестационарным процессом, так как происходит импульсные разряды, благодаря чему в цепи возникают высокочастотные импульсы и сопротивление емкости, которое авторы считали постоянным, существенно уменьшается. Это приводит к увеличению тока в цепи, что и было в дальнейшем четко подтверждено опытами. Более того, была замерена мощность, потребляемая из цепи: она просто возросла, что и прибавило яркости лампочке [10].

Целью планирования эксперимента [11] является выбор и обоснование такого набора измерений, в результате реализации которого будут получены данные, необходимые и достаточные для доказательства достоверности. Особенно тща-

тельного проведения требуют эксперименты по наблюдению и измерению малых эффектов, которые обычно (практически всегда) сопровождаются большим фоном, часто превышающим эффект. При формальной обработке результатов измерений, когда эффект заметно меньше фона, вводя модель со строго постоянными условиями, в принципе можно получить высокую статистическую достоверность выводов, но совершенно недостоверный результат.

Для надежного определения «малых» эффектов, в которых конечный результат определяется как разность (или отношение) результатов двух измерений, весьма эффективным оказывается метод так называемой «регуляризации измерений», предложенный нами еще в начале 50-х годов для исследования взаимодействия нейтронов с ядрами [12]. Регуляризация позволяет выявить и исключить систематические ошибки, обусловленные изменением со временем условий эксперимента, не регистрируемых аппаратурой, что особенно опасно, когда исследуемый эффект мал и наблюдается совместно с фоном, намного большим его самого. Главным правилом для надежной регуляризации измерений является такая их организация, при которой данные набираются небольшими порциями в течение времени, меньшего, чем возможные периоды нестабильности [12], как это показано в виде распределения на рис. 2.

Для поиска эффекта холодного ядерного синтеза (ХЯС) и выяснения причин разногласий ряда авторов, ибо к началу нашей работы в литературе были довольно противоречивы результаты (см. ссылки в [15–18]), нами были проведены серии измерений интенсивности нейтронов и γ -квантов при электролизе тяжелой воды, в которую добавлялись различные примеси для обеспечения проводимости [13–14]. Были проведены шесть серий измерений, в каждой из которых измерялись интенсивности излучения при включенном токе (эффект плюс фон) и при выключенном (фон).

На рис. 2 представлена совокупность полученных данных для всех серий, длительность экспозиций в разных опытах которой составляла от 5 мин до 1 ч., а длительность всей серии измерений одного цикла составляла от 10 до 100 ч. Из представленных данных четко видно,

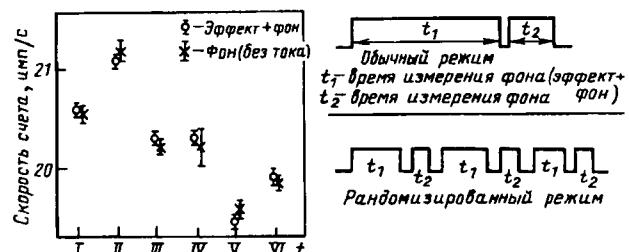


Рис. 2

что если и есть эффект ХЯС, то он весьма мал. Более того, легко понять причины ошибочных результатов многих авторов, которые не пользовались методом регуляризации. Так, если эффект измерять во время выполнения нами серии II, а фон определять из серии V, то легко получить эффект на уровне 14 стандартных отклонений, чему соответствует в соответствии с классической математической статистикой доверительная вероятность такого отклонения, равная 10^{-44} , что уже за пределами абсолютной теоретической невероятности.

Таким образом, доказано, что ошибочные результаты обусловлены прежде всего введением модели постоянного фона, кстати якобы одинакового в разных местах. Последнее замечание относится к тем работам, в которых сумма эффекта и фона измерялась в одном месте (помещении) а фон — в другом и даже в другое время. Так, в первых публикациях по холодному синтезу утверждалось, что тепловыделение было столь велико, что однажды даже расплавился палладиевый электрод. Нетрудно оценить, что количество выплавивших при этом нейтронов на много порядков превышает смертельную дозу для человека. Однако, как правильно отметили студенты МФТИ в критической заметке, которую удалось опубликовать только в многотиражке МФТИ «За науку» от 22 сентября 1989 г., «все остались живы и даже пишут статьи».

Указание на возможность легкого получения экологически чистой энергии в условиях энергетического кризиса вызвало большой ажиотаж и в науке, и в средствах массовой информации. Широким фронтом развернулись работы по ХЯС во всем мире, что отвлекло огромные интеллектуальные и материальные ресурсы от решения действительно важных проблем. Всего было выполнено более 2000 экспериментальных и теоретических работ, проведено много национальных и пять международных конференций по холодному ядерному синтезу, выпущено немало монографий, организованы в ряде стран специальные институты по проблеме ХЯС. В США только за 1989—1991 гг. подано 96 заявок на патенты, связанные с ХЯС [9]. В 1995 г. в Монте-Карло состоялась 5-я Международная конференция по холодному синтезу. Итоги конференции характеризует название статьи «Вторая смерть холодного синтеза», опубликованной в газете «Трибуна Церна» и перепечатанной у нас в газете «Поиск» от 27 июня 1995 г.

Анализ большинства публикаций по ХЯС показывает резкое отставание качества постановки экспериментальных исследований и обработки данных от современного состояния науки. Выше было показано, что основной причиной ошибочных выводов была неадекватная модель обработки с введенным постоянным фоном. К сожалению, надежно установить, являются ли некоторые ра-

боты просто результатом ошибок или эффект получен при специальном подборе данных, вряд ли возможно [18, 19]. История, подобная ХЯС, уже была на заре развития ядерной физики, когда Блондо «обнаружил» проникающее нейтральное излучение N -лучи. Самое удивительное, что появилось немало работ, в которых лучи не только «наблюдали», но и отклоняли их в электрическом и магнитном полях, поляризовали, измеряли коэффициент поглощения, что было скорее всего обманом. Более того, Блондо даже выпустил книгу об N -лучах [18, 19] и получил золотую почетную медаль Французской академии наук. Но все это потом оказалось мифом [20].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хьюбер. Робастность в статистике. — М.: Мир, 1984.
2. Алимов Ю.И., Кравцов Ю.А. Является ли вероятность «нормальной» физической величиной? — УФН, 1992, т. 162, № 7.
3. Тутбалин В.Н. Вероятность, компьютеры и обработка результатов эксперимента. — УФН, 1993, № 7.
4. Радкевич И.А. Ошибки измерений и обработка данных. — М.: Изд-во МФТИ, 1983.
5. Радкевич И.А. Некоторые вопросы обработки и интерпретации данных. — М.: Препринт ИТЭФ, 1984, № 8.
6. Радкевич И.А. Введение в экспериментальную физику. — М.: Изд-во МФТИ, 1980.
7. Радкевич И.А. К вопросу адекватности результатов обработки и характеристик реального объекта. — М.: Препринт ИТЭФ, 1984, № 159.
8. Радкевич И.А. Интеллектуальные методы доказательства достоверности результатов. — В сб.: II Международный семинар по трансмутации радиоактивных отходов, 23—27 мая 1994. Ч. I. — М., 1994.
9. Фокс Х. Холодный ядерный синтез. — М.: Свентекс, 1993.
10. Ермуратский П.В., Нетушил А.В. Энергетические процессы в цепях с дугой. — Электричество, № 3, 1993.
11. Радкевич И.А. Организация и планирование научных исследований. — М.: Изд-во МФТИ, 1986.
12. Владимирский В.В., Радкевич И.А., Соколовский В.В. Нейтронный спектрометр с механическим прерывателем / Доклад на конференции по мирному использованию атомной энергии. — В сб.: Физические исследования. — М.: Изд-во АН СССР, 1955.
13. Данилов М.М., Рогов В.И., Радкевич И.А. Экспериментальная проверка эффекта стационарного холодного ядерного синтеза. — М.: Препринт ИТЭФ, 1989, № 167.
14. Радкевич И.А. Регуляризация измерений как способ исключения ошибок в условиях разных нестабильностей. — М.: Препринт ИТЭФ, 1994, № 16.
15. Кузьмин Р.Н., Швилкин Б.Н. Холодный ядерный синтез. — М.: Знание, 1989.
16. Царев В.А. Низкотемпературный ядерный синтез. — УФН, 1990, т. 160, вып. 11.
17. Царев В.А. Аномальные ядерные эффекты в твердом теле («холодный синтез»): вопросы еще остаются. — УФН, 1992, т. 162, вып. 10.
18. Моррисон Д.Р.О. Обзор по холодному синтезу. — УФН, 1991, т. 161, вып. 12.
19. Гудстейн Д. Обманы в науке. — УФН, 1993, т. 163, вып. 1.
20. Сибрук В., Роберт Вуд. — М.: Наука, 1985.

[28.02.96]

Автор: Радкевич Игорь Александрович в 1952 г. окончил физико-технический факультет Московского государственного университета. В 1974 г. защитил докторскую диссертацию по теме «Универсальный магнитный спектрометр и исследований сечений π -, ρ -взаимодействий при больших переданных импульсах» в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ). Профессор Московского физико-технического института, главный научный сотрудник ИТЭФ.

Приближенные решения одномерного волнового уравнения с переменным коэффициентом

ЖИЛЕЙКО Г.И., МОСКОВКИН Д.И., ХОМУТОВ М.А.

В случаях исследования длинных линий с изменяющимися параметрами, распространения волн в неоднородных средах [1] и в нерегулярных волноводах [2] задача сводится к решению одномерного волнового уравнения в комплексных амплитудах (уравнения Гельмгольца) с переменным коэффициентом $g(z)$ вида

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + g(z) u = 0, \quad (1)$$

где u — скалярная величина, соответствующая напряжению или току в линии, составляющей электрического или магнитного поля волны в неоднородной среде или какой-то составляющей поля в неоднородном волноводе. Коэффициент $g(z)$ описывает изменение по длине системы z или параметров линии, или характеристик среды, или волнового сопротивления волновода.

Аналитические решения уравнения (1) существуют лишь для определенных видов функции $g(z)$. Для большинства практических задач представление коэффициента $g(z)$ в виде $(a+bz)^m$ (где a и b — постоянные, m — произвольное действительное число, кроме $m=-2$) позволяет варьацией величин a, b и m описать с хорошим приближением практически любые зависимости $g(z)$. Тогда уравнение (1) перепишется в виде

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + kx^m u = 0, \quad (2)$$

где $x=a+bz$, $k=1/b^2$.

Решения уравнения (2) представляются как

$$u(x) = \sqrt{x} Z \frac{1}{\frac{m+2}{m+2}} \left(2 \frac{\sqrt{k}}{m+2} x^{\frac{m+2}{2}} \right), \quad (3)$$

где Z — функции Бесселя или Неймана порядка

$\frac{1}{m+2}$ от аргумента $2 \frac{\sqrt{k}}{m+2} x^{\frac{m+2}{2}}$.

При $m=-2$ уравнение (2) является уравнением Эйлера с известным решением [3]. Для иных значений показателя m решение (3) всегда может быть определено или по таблицам функций Бесселя и Неймана, или в общем случае путем вычисления по рядам для этих функций.

В задачах синтеза линий или волноводов приведенный способ решения уравнения (1) особенно эффективен и прост [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В.Л. Распространение волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
2. Жилейко Г.И. Высоковольтные электронные пучки. — М.: Энергия, 1968.
3. Степанов В.В. Курс дифференциальных уравнений. — М.: Гостехиздат, 1953.

[20.06.96]

Авторы: Жилейко Георгий Иванович окончил радиотехнический факультет Московского энергетического института (МЭИ) в 1950 г. В 1959 г. в Московском инженерно-физическом институте защитил кандидатскую диссертацию по высокочастотным радиоустройствам для ускорения электронов. Профессор кафедры основ радиотехники МЭИ.

Московкин Дмитрий Игоревич окончил радиотехнический факультет МЭИ в 1995 г. Аспирант кафедры основ радиотехники МЭИ.

Хомутов Максим Александрович окончил радиотехнический факультет МЭИ в 1995 г. Аспирант кафедры основ радиотехники МЭИ.

Поправка

В статье Иофьева Б.И. («Электричество», 1997, № 1) в табл. 1 пропущены формулы для расчета числа различаемых аварийных и доаварийных состояний; они имеют следующий вид (в графе таблицы — сверху вниз): $t(p+1)(c+1)$; $t(p+1)^2(c+1)^2$; $t(p+1)^4(c+1)^6$.

Хроника

Научная сессия Отделения физико-технических проблем энергетики РАН совместно с общим собранием Академии электротехнических наук РФ

(9 октября 1996 г., Москва)

Научная сессия ОФТПЭ РАН и общее собрание АЭН РФ, прошедшие в здании президиума РАН, были посвящены обсуждению проблем создания новых эффективных электротехнических устройств и обеспечения работоспособности Единой электроэнергетической системы (ЕЭС) страны на базе отечественной высоковольтной техники.

Со вступительными словами к собравшимся обратились академик-секретарь Отделения ФТПЭ РАН О.Н. Фаворский, его заместитель К.С. Демирчян и президент АЭН РФ В.Г. Герасимов. В выступлениях была раскрыта важность и актуальность обсуждаемой проблематики, высказана оценка состояния той части электротехнической науки, которая обеспечивает жизнеспособность, надежность и эффективность электроэнергетики и обороноспособности страны. В.Г. Герасимов поздравил коллективы Всероссийского электротехнического института (ВЭИ) и ЦНИИ «Гранит» с 75-летием со дня их создания.

Президент Международной Академии электротехнических наук (МАЭН), академик АЭН РФ В.А. Альтов вручил дипломы МАЭН проф. В.П. Карцеву (США), президенту корпорации «Форт Росс», и проф. С.М. Смольскому (РФ), вице-президенту Международной корпорации выпускников советских учебных заведений, и проинформировал присутствующих о работе МАЭН за период с момента проведения предыдущего общего собрания (05.03.96). Он отметил, что в соответствии с представлениями российской Академии электротехнических наук и других национальных отделений МАЭН за истекший период действительными членами Международной Академии электротехнических наук избраны:

Фальк Б. — президент Международной электротехнической комиссии, проф. (Швейцария);

Юшкевичус Г.З. — директор ЮНЕСКО (Франция);

Атане Б. — директор Международной организации законодательной метрологии (Франция);

Ариорек М. — президент Института стандартов (Турция);

Такео М. — директор Института сверхпроводимости, проф. (Япония);

Грин М. — руководитель лаборатории Калифорнийского университета;

Депорт Г. — директор лаборатории Центра ядерных исследований (Франция);

В.А. Альтов проинформировал также об открытии нового отделения МАЭН при Международной Оксфордской Академии (Египет).

В докладе академика РАН и АЭН И.А. Глебова (НИИэлектромаш) «Электрофизические и электроэнергетические проблемы создания высокоеффективных электрических машин» отмечалось кризисное состояние организаций, связанных с исследованиями электромеханических преобразователей. Однако докладчик все же выделил ряд достижений НИИэлектромаш, в частности, работы по разработке систем возбуждения для турбогенераторов малой и средней мощности и систем диагностики турбо- и гидрогенераторов, созданию вентильных электродвигателей с постоянными магнитами, тяговых трехфазных двигателей для электровозов высокоскоростной железной дороги Москва — С.-Петербург, машин постоянного тока, а также применению сверхпроводниковых криогенных генераторов в энергетике.

В докладе академика РАН и АЭН Н.Н. Тиходеева (НИИ постоянного тока) «Проблемы создания новых перспективных высоковольтных линий электропередач» обосновывалась необходимость увеличения надежности, а также снижения потерь ЛЭП и влияния их на окружающую среду. Докладчик познакомил с новыми проектами опор для ЛЭП 110 кВ, обеспечивающими, в частности, увеличение площади поперечного сечения проводов до 600 мм² и КПД ЛЭП и ограничивающими число типоразмеров опор четырьмя—пятью (применительно к любым проводам и климатическим условиям), и для ЛЭП 220 кВ с увеличенным до 3 × 500 мм² сечением проводов. Н.Н. Тиходеев подробно остановился на проблемах уменьшения влияния ЛЭП на окружающую среду, в частности, на целесообразности применения более высоких опор и конструкций ЛЭП на оттяжках для лесных регионов.

В докладе академика АЭН В.Б. Козлова (Государственный научный центр РФ «ВЭИ») излагались научно-технические проблемы создания высоковольтной техники для ЕЭС и ЛЭП высоких, сверх- и ультравысоких напряжений и рассматривались новые работы по элегазовым аппаратам, преобразовательной технике, электронной сильноточной технике для обработки тугоплавких металлов, силовой полупроводниковой технике на токи более 10 А. За 75 лет своей деятельности ВЭИ стал головным разработчиком почти всей высоковольтной техники для электроэнергетики и создал уникальные испытательные стенды в Белом Расте и Тольятти. Докладчик обеспокоен возможностью полной утраты этих и других уникальных испытательных стендов высоковольтной

техники в связи с отсутствием финансирования и катастрофическим старением научных кадров.

Доктор АЭН В.А. Никольцев (ЦНИИ «Гранит») посвятил свой доклад электрофизическим проблемам создания новых эффективных радиоэлектронных корабельных устройств.

С сообщениями по тематике «Электрофизические проблемы создания новых эффективных электротехнических устройств» выступили академики АЭН И.Б. Пешков (ВНИИ кабельной промышленности), рассмотревший повышение надежности высоковольтных кабелей, А.Н. Попов (ВНИИЭТО), проинформировавший о новых направлениях в электротехнологии по утилизации отходов крупных городов, В.Д. Кочетков (ВНИИ-электропривод), остановившийся на создании полупроводниковых приборов для электроприводов и на создании электроприводов, совмещенных с управляющими устройствами. С краткими сообщениями выступили также почетный академик АЭН Д.В. Свечарник и член-корреспондент АЭН Н.В. Коровин.

В выступлении академика РАН К.С. Демирчяна отмечалась опасность утраты научно-технической базы для обеспечения ЕЭС отечественной высоковольтной техникой и в качестве неотложной меры президиуму АЭН предлагалось организовать совещание совместно с Международной энергетической академией для выработки предложений по предотвращению этой опасности.

В докладе президента АЭН В.Г. Герасимова были рассмотрены вопросы организации Всемирного электротехнического конгресса (ВЭЛК), подготовки издания «Электротехнической энциклопедии» и создания Международной ассоциации академий наук.

В 1996 г. президиумы Академии электротехнических наук РФ и Международной академии электротехнических наук продолжили свои усилия по подготовке ВЭЛК как на российском, так и на международном уровнях.

Руководство АЭН РФ и МАЭН подготовило и направило обращение Президенту Российской Федерации Б.Н. Ельцину с просьбой разрешить проведение ВЭЛК в Москве в 1997 г., приурочив его к 850-летию основания Москвы. Это обращение подписали президент РАН Ю.С. Осипов, президенты АЭН РФ и МАЭН В.Г. Герасимов и В.А. Альтов, руководители ведущих министерств и ведомств, крупнейших электротехнических организаций. Правительство РФ после согласования с заинтересованными ведомствами (РАН, Миннауки, Роскоммаш) поддержало эту инициативу и предложило провести ВЭЛК в 1998 г., совместив его с запланированной на 1998 г. Международной электротехнической выставкой. В настоящее время ведется подготовка проекта постановления Правительства РФ и связанного с ним постановления Правительства Москвы по подготовке и проведению ВЭЛК.

Предполагается проведение ВЭЛК-98 на доле-

вой основе: за счет целевого финансирования правительства РФ и Москвы; за счет заинтересованных министерств и ведомств, акционерных обществ, фондов, коллективных членов АЭН РФ и других организаций электротехнического профиля; за счет финансовой поддержки международных организаций и крупнейших электротехнических фирм и корпораций мира; некоторые из них уже дали согласие выступить в роли соучредителей Конгресса.

На совещаниях специалистов и представителей ведущих электротехнических компаний и фирм по проведению ВЭЛК было предложено сфокусировать тематику Конгресса на глобальных проблемах человечества и постараться максимально заинтересовать деловые круги различных стран. В частности, предложено провести ВЭЛК-98 под девизом «На рубеже веков: итоги и перспективы».

К настоящему времени предварительное оповещение о Конгрессе передано национальным комитетам МЭК и другим крупным электротехническим организациям примерно 60 стран. Официальную информацию о ВЭЛК-98 планируется направить потенциальным российским и зарубежным участникам в январе 1997 г.

Говоря о подготовке «Электротехнической энциклопедии», В.Г. Герасимов сообщил, что РАО «ЕЭС России» заключило договор с издательством МЭИ на подготовку и издание в конце 1997 г. первого тома пятитомной энциклопедии. Первый том будет посвящен истории. Докладчик призвал участников совещания к активной помощи в подготовке издания энциклопедии.

В заключительной части доклада В.Г. Герасимов проинформировал о создании в июне 1996 г. Международной ассоциации академий наук, в которую в настоящее время входят четыре академии: Академия естественных наук; Академия электротехнических наук; Международная академия информационных процессов и технологий; Международная академия наук высшей школы.

В выступлении первого вице-президента АЭН Б.И. Петленко был рассмотрен ряд организационных вопросов: утверждение новых коллективных членов АЭН РФ; утверждение размеров вступительных и членских взносов коллективных и индивидуальных членов АЭН РФ; информация о перерегистрации в Министерстве РФ Академии электротехнических наук в соответствии с «Законом Российской Федерации об общественных организациях» и др.

В заключение заседания была создана комиссия по выработке решений научной сессии ОФТПЭ РАН совместно с общим собранием АЭН РФ.

Герасимов В.Г., президент АЭН РФ, проф.

Бутырин П.А., ученый секретарь Научного совета РАН «Электрофизика, электроэнергетика, электротехника», доктор техн. наук

Кира Пантелеймоновна Кадомская

Вся трудовая деятельность Кирьи Пантелеймоновны Кадомской связана с электроэнергетикой. Еще обучаясь в Ленинградском политехническом институте на кафедре техники высоких напряжений, она занялась научной работой. После окончания института в 1950 г. К.П. Кадомская четыре года работала в Ленинградском отделении «Теплоэлектропроекта», с 1954 г. занимается научной и педагогической деятельностью.

В 1957 г. после окончания аспирантуры ЛПИ К.П. Кадомская защитила кандидатскую диссертацию. В 1966 г. ей присвоено звание доцента.

С 1971 г. К.П. Кадомская живет и работает в Новосибирске, заведует кафедрой техники высоких напряжений Новосибирского электротехнического института. В 1972 г. она защитила докторскую диссертацию, в 1974 г. ей присвоено ученое звание профессора.

Благодаря К.П. Кадомской развилась и окрепла научная школа ТВН Сибири. Выпускники кафедры ТВН НЭТИ (ныне НГТУ) в настоящее время являются ведущими специалистами



ми высоковольтной энергетики Сибирского региона. Под ее руководством защищено 20 кандидатских диссертаций, готовятся к защите 2 докторские диссертации.

К.П. Кадомская внесла большой вклад в развитие теории перенапряжений, расчета полей в электроэнергетических установках. Ею опубликовано свыше 10 монографий, большое количество статей и учебно-методи-

ческой литературы. Имя К.П. Кадомской хорошо известно читателям журналов «Электричество», «Электрические станции», «Известия вузов» и других научно-технических изданий. Она постоянный участник международных симпозиумов и конференций.

Плодотворная деятельность К.П. Кадомской высоко оценена не только научной общественностью, но и правительством. Она награждена орденом «Знак Почета», знаком «Отличник вышшей школы», ей присвоены звания «Заслуженный работник НГТУ», «Заслуженный деятель науки и техники РСФСР», она является почетным членом Академии электротехнических наук, членом IEEE, членом Международной энергетической академии, действительным членом Нью-Йоркской Академии наук.

К.П. Кадомская полна энергии, творческих замыслов, продолжает отдавать все силы и время любимой работе и своим ученикам.

Коллеги, друзья и ученики Кирьи Пантелеймоновны Кадомской сердечно поздравляют ее со славным юбилеем.

Давид Эммануилович Брускин

(К 85-летию со дня рождения)



Исполнилось 85 лет со дня рождения доктора технических наук, профессора Давида Эммануиловича Брускина, крупного ученого-электромеханика.

Проф. Д.Э. Брускин более 50 лет работает в Московском энергетическом институте, электромеханический факультет которого он окончил в 1936 г.

В 1940 г. Д.Э. Брускин под руководством акад. В.С. Кулебакина, с которым работал долгие годы, разработал теорию конденсаторных асинхронных двигателей и успешно защитил кандидатскую диссертацию. В результате этой работы конденсаторные двигатели получили большое практическое применение. Одновременно он принимал активное участие в работе комиссии Совнаркома, возглавляемой Г.М. Кржижановским, по выбору рациональной частоты для электроснабжения в СССР.

В годы войны Д.Э. Брускин активно участвовал в подготовке кадров ВВС для фронта, им, в

частности, были составлены инструкции и указания по эксплуатации электрического авиационного оборудования.

В 1948 г. впервые в Совет-

ском Союзе была издана книга Д.Э. Брускина «Электрооборудование самолетов», утвержденная Минвузом СССР в качестве учебника. Эта книга была переведена и издана в ряде социалистических стран. В 1978 г. под редакцией Д.Э. Брускина в соавторстве с другими учениками акад. В.С. Кулебакина издан фундаментальный труд в двух томах «Основы электрооборудования летательных аппаратов».

Список опубликованных работ Д.Э. Брускина насчитывает более 100 наименований — это книги, статьи и учебники по автоматическому и электрическому оборудованию летательных аппаратов, электрическим микромашинам; он автор 15 изобретений. Многочисленные публикации Д.Э. Брускина стали результатом его многолетней плодотворной научно-исследовательской работы в МЭИ.

В 1974 г. им написана уникальная книга «Генераторы, возбуждаемые переменным током»,

в которой предложена теория специальных генераторов — машин нового типа, могущих работать с постоянной частотой при переменной частоте вращения привода. Разработка этих машин привела к созданию но-

вого направления в области автоматических источников питания.

Более 20 лет проф. Д.Э. Брускин был председателем Научно-методического Совета по электромеханике Минвуза

СССР, имел неоднократные благодарности от министерства.

За многолетнюю научную педагогическую и общественную деятельность Д.Э. Брускин награжден правительственными наградами.

Александр Сергеевич Васильев

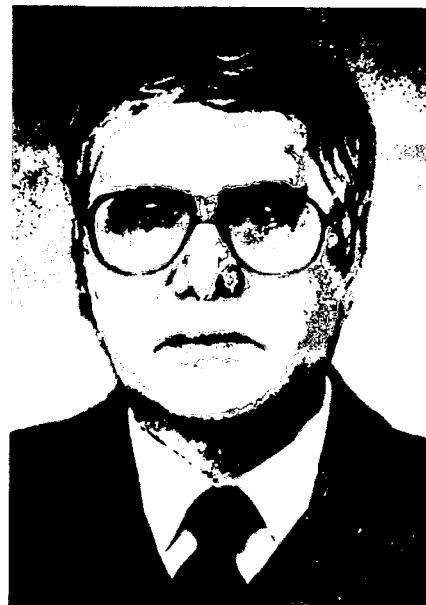
(К 70-летию со дня рождения)

Исполнилось 70 лет со дня рождения доктора технических наук, профессора, заслуженного деятеля науки и техники РФ, председателя отделения электротехнологии Академии электротехнических наук РФ Александра Сергеевича Васильева.

А.С. Васильев после окончания Ленинградского электротехнического института в 1949 г. работал под руководством крупного ученого в области высокочастотной электротермии и радиотехники проф. В.П. Вологдина. Вместе с проф. А.Е. Слугоцким он создал новое в то время направление — электронные и ионные источники питания большой мощности для высокочастотной электротермии. С самого начала эти работы были связаны с деятельностью Института токов высокой частоты. Впоследствии институту было присвоено имя его основателя проф. В.П. Вологдина.

В 1952 г. А.С. Васильев защитил кандидатскую диссертацию, посвященную созданию мощных преобразователей высокой частоты, работающих на знакопеременную нагрузку. Один из существенных разделов этой диссертационной работы — созданная А.С. Васильевым теория расчета переходных процессов в схемах с ключевыми элементами с применением разностных методов. Теоретические выводы, положенные в основу этой теории, актуальны и в настоящее время. Результатом этих работ было освоение первых в СССР ионных преобразователей высокой частоты мощностью до 1000 кВт.

В 60-е годы в целях развития этого направления были сгруппированы крупные силы ученых ВНИИТВЧ, ВЭИ и ЛЭТИ. В 1961 г. вышла монография А.С. Васильева и А.Е. Слугоцкого «Ионные и электронные инверторы высокой частоты», теоретические положения которой явились основой создания про-



граммных средств ЭВМ для исследования переходных и стационарных процессов в цепях с вентилями. В дальнейшем было получено авторское свидетельство на электронный инвертор и на тиристорный преобразователь с удвоением частоты и обратными диодами. Это позволило создать надежно работающие мощные установки для нагрева токами высокой частоты от 1000 до 60000 Гц и наладить их серийный выпуск.

Одновременно А.С. Васильев активно участвует в выпуске книг по теории и практике высокочастотного нагрева. Начиная с 1956 г., было выпущено пять серий (последняя в 1996 г.) библиотеки по высокочастотной электротермии, которые внесли большой вклад в дело всех направлений техники индукционного нагрева как в СССР, так и за рубежом.

В начале 60-х годов создается отраслевая лаборатория высокочастотной электротехники, исследования которой в области источников питания высокой частоты, теории индукционного нагрева, созидания и аналитиче-

ских методов расчета систем, использующих высококонцентрированные потоки энергии для электротехнологии, играют существенную роль в развитии таких электротехнологий, как получение монокристаллов полупроводников, чистых кристаллов оксидов, нагрева слябов и ленты, сварки труб, нагрева под ковку и т. д. В отраслевой лаборатории ВЧЭТ ЛЭТИ под руководством проф. А.С. Васильева было выполнено более 50 кандидатских диссертаций. Начиная с 1969 г., работы в области источников питания позволили распространить достижения в области высокочастотной электротермии на другие виды электротехнологии и в первую очередь на сварку.

Совместно с Всесоюзным институтом электросварочного оборудования (ныне Институт сварки России) были созданы быстродействующие источники питания для дуговой сварки с высокочастотными инверторными звеньями.

В 1974 г. А.С. Васильев возглавил секцию индукционного нагрева и сварки на Всемирном электротехническом конгрессе в Москве; с этого времени его деятельность способствовала усилиению связей с западными фирмами и университетами. Особое внимание при этом уделяется получению оксидов и переработке радиоактивных отходов методами высокочастотного нагрева.

Теоретические исследования, разработка компьютерных средств и алгоритмов управления позволили сохранить престиж школы высокочастотной электротермии ЛЭТИ (ныне С.-Петербургского электротехнического университета); проф. А.С. Васильев по-прежнему является участником всемирных электротехнологических конгрессов.

Вышедшая в 1993 г. монография «Машинные методы анализа преобразователей энергии для электротехнологий»

(А.С. Васильев и С.В. Дзлиев) содержит основополагающие положения по проблемам расчета силовых высокочастотных цепей для питания электротехнологических установок. Авторитет школы индукционного нагрева ЛЭТИ, возглавляемой проф. А.С. Васильевым, позволил ей выиграть проект по программе помощи Европейского

Союза России, по которому в ЛЭТИ-ЭТУ организован современный компьютерный класс, помогающий овладеть современными методами прогнозирования электротехнологических систем и их экономической целесообразности. При этом громадное внимание уделяется экологии.

А.С. Васильев возглавляет с

1969 г. одну из ведущих кафедр Электротехнического университета. В 1987 г. ему было присвоено почетное звание заслуженного деятеля науки и техники Российской Федерации, он является членом президиума Академии электротехнических наук РФ.

Памяти Тихона Павловича Губенко (1896—1971)

(К 100-летию со дня рождения)

В августе 1996 г. исполнилось 100 лет со дня рождения видного ученого в области электропривода и электрических машин, доктора технических наук, профессора Т.П. Губенко, заслуженного деятеля науки и техники Узбекской ССР.

Родился Тихон Павлович на Украине, учился в Петроградском и Киевском политехнических институтах. Сформировался как научный работник и педагог в Киеве и Харькове. За активное участие в становлении украинской электротехнической науки и создании украинских терминосистем подвергался гонению и репрессиям. Избегая очередного ареста, в 1938 г. уехал в Ташкент. Научные интересы Т.П. Губенко весьма разносторонни. Он исследовал и внедрял методы повышения эффективности электроснабжения металлургических заводов. Разработал теорию электроприводов механизмов с циклическими режимами работы и систем Г—Д с маховиком, которую затем обобщил для электроприводов с переменными электромеханическими параметрами; система нашла практическое применение и вошла в учебную литературу.

Проф. Т.П. Губенко внес существенный вклад в теорию асинхронного электропривода, исследовав работу асинхронных машин при асимметрии напряжения. Для пуска, торможения и регулирования их скорости разработал специальные устройства глубокого искажения симметрии, включая реверс чередования фаз. Его работами полностью исчерпана проблема получения специальных режимов короткозамкнутых асинхронных двигателей искажением симметрии схем включения статорных обмоток. Ему при-

надлежит авторство общей теории индукционной машины с высокой степенью использования активных материалов. Предложенная им идея спрямления характеристики намагничивания стали с одновременным перенесением начала координат и разработанный на этой основе метод расчета режимов и характеристик таких машин были развиты в дальнейшем в теории машин переменного тока с переменными параметрами.

Чрезвычайно плодотворна деятельность Т.П. Губенко в области электрификации и автоматизации нефтяной промышленности в Узбекистане и потом во Львове. Им разработан первый в мире электрический автомат подачи долота при бурении нефтяных скважин с трехобмоточным генератором постоянного тока, в котором управляющее воздействие формируется специально подобранными характеристиками электрических машин и схемами их соединения.

Автоматизация процессов бурения требовала решения важной научной проблемы: анализа и синтеза систем регулирования, включающими звенья с распределенными параметрами. Научная школа Т.П. Губенко ответила на вопросы динамики таких систем, что позволило осуществить их практическую реализацию. На созданной им модели изучалась работа систем автоматической подачи долота, а также аспекты разрушения горных пород бурильными долотами различной конструкции при бурении погружными и поверхностными двигателями.

Проф. Т.П. Губенко и его ученики внесли также весомый вклад в развитие теории и практики экстремальных систем. Ими разработана теория построения систем оптимизации

режимов углубления нефтяных и газовых скважин при различных способах бурения. Впервые в мировой практике сформулирована и решена задача оптимальной отработки долота по критерию рейсовой скорости методом математического моделирования. Школой проф. Т.П. Губенко сформулирована идея построения электрической машины постоянного тока для работы в агрессивной среде под громадным давлением. Разработаны отдельные узлы и сделаны практические шаги к построению такой машины, что облегчило использование электротруборения в нефте- и газодобывающей промышленности.

Велика заслуга проф. Т.П. Губенко в подготовке и воспитании научных и инженерных кадров. В Киеве, Харькове, Узбекистане и Львове под его руководством постоянно росли и крепли научные работники. Возглавляемый им Ученый совет был одним из общесоюзных центров подготовки докторов и кандидатов наук по электротехническим специальностям. Здесь защищали диссертации ученые всех республик. Многие из них и сейчас плодотворно трудятся в странах ближнего и дальнего зарубежья.

Проф. Т.П. Губенко не только большой ученый, он известен также как гуманист, патриот-интернационалист, интеллигент и большой ценитель прекрасного. Увлекаясь живописью, он заботился о воспитании эстетических вкусов у своих учеников и коллег.

Тихон Павлович Губенко был и останется в памяти ученых и инженеров электротехнической отрасли выдающимся ученым, педагогом, энтузиастом и организатором науки, Человеком с большой буквы.

Зарубежные читатели могут оформить подписку на наш журнал (на русском языке) через следующие фирмы:

Albania
Botimpex
 Publications Import—Export Agency
 Rr. «Naim Frasher»
 P.84
 Sh.2 Ap.37
 Tirana
 Tel./Fax: 26888

Australia
 C.B.D. Library and Subscriptions Service
 P.O. Box 255
 Plympton
 South Australia 5038
 Fax: 82938 150
 Centre for Russian and Euro-Asian Studies
 135, Barry street
 Carlton, Vic. 3052
 Tel.: 344-5958
 Fax: 344-5590

Cordon and Gotch Ltd.
 Private bag 290
 Burwood Vic. 3125
 Tel.: 805-1650
 Fax: 808-0437
 Eastern Europe Trading Company
 138 Balalaika Road
 Caulfield North Victoria 3181
 Melbourne

Azerbaijdzhан
 Firma «Yurd»
 37001 Baku,
 Niyazi, 11
 Tel.: 92-89-57
 Fax: 92-91-55

Беларусь
 220004 Минск,
 ул. Короля, 18
 Изд-во «Красико-Принт»
 Тел.: 20-55-54
 Факс: 20-26-14

Belgique
 Librairie du Monde Entier
 Rue du Mide, 162
 B-1000, Bruxelles
 Fax: 502-7805

Brasil
 Livraria V.Rozov
 Rua 24 de Maio, 35
 Sala 1812
 Cep. 01041 São Paulo
 Fax: 578-2074

България
 «Hemus» Books & Press
 1000 София
 1B «Raiko Daskalov Square»
 Fax: 88-34-19
 «Razprostranenie na petchata»
 1202 София
 Klokotnitsa, 2A
 Fax: 31-60-37

Canada
 Troyka Limited
 799 College Street
 Toronto, Ontario
 Canada M6G 1C7

China
 China National Publications Import-Export Corp.
 P.O. box 88, 16 Conghi E.Road
 Chaoyang District, Beijing
 100704, PRC

Croatia
 Tamaris
 Book Imported and Subscription Agent
 Petrinjska, 11
 41000 Zagreb
Česká Republika
 «Prvni Novinova Spolecnost A.S.»
 Hvozdanska, 5-7
 14831 Praha 4

Danmark
 Arnold Busck
 International Boghandel A/S
 49 Købmagergade
 DK-1150 København K
MUNKSGAARD
 Subscription Service
 35 Norre Sogade
 P.O. Box 2148
 DK-1018 København K
 G.E.C.GAD Stakbogladen
 Slavic Department
 NDR, Ringgade 3
 DK-8000 Aarhus C
RHODOS
 International
 Subscription Agency
 Niels Brocks Gård
 36 Strandgade
 DK-1401 København K
 Slavisk Boghandel
 5 Christian IXs Gade
 DK-1111 København K

Eesti
 eesti Ajakirjanudlevi
 Tuukri Poik 6, EE 0102
 Tallinn
 Tel.: 42-93-46

England
 Dawson UK Ltd.
 Cannon House
 Folkestone
 Kent CT 19 5EE
 W.H.Everett and Son Ltd.
 Sullivan Road
 London SW6 3DU

B.H.Blackwell Ltd.
 Periodicals Division
 P.O. Box 40
 Hythe Bridge Street
 Oxford
 England OX1 2EV
 Nordic Subscription
 Consultants
 P.O. Box 2029
 Sturminster Newton
 Dorset DT 10 1YE
 Thornton's of Oxford Ltd.
 11 Broad Street
 Oxford OX1 3AR

Foreign readers can take a subscription to our magazine (in Russian) through the following companies:

España
 Libreria Rubinós
 Alcala 98
 Madrid 28009
 Tel.: 435-2239
 Fax: 575-3272

France
 «MK Librairie du Globe»
 2 Rue de Buci
 75008 - Paris
 Fax: 43 25 50 55
 Dawson France
 Rue de la Prairie
 B.P.57
 91871 Palaiseau Cedex
 Tel.: 89 10 47 00
 Fax: 84 54 83 26
 «Lavoisier Abonnement»
 14 Rue de Provigny
 94236 Cachan Cedex

Deutschland
 Kubon & Sagner
 Buchexport-Import GmbH
 Abt. Zeitschriftenimport
 D-80328 Muenchen
 Tel.: 54-218-0
 Fax: 54-218-218
 Lange & Springer
 Wissenschaftliche
 Buchhandlung GmbH &
 Co.KG
 Otto-Suhr-Allee 26/28
 D-10 585 Berlin
 Tel.: 340-05-0
 Fax: 342-06-11

Buchhandlung «Raduga»
 zu Hd. Frau Nina Gebhard
 Friedrichstrasse 176-179
 D-10117 Berlin
 Tel./Fax: 203-02321
 Zeitungs-Vertrieb
 Gebrüder Petermann
 Medien Handel GmbH,
 Kurfürstenstrasse 111
 D-10787 Berlin
 Tel.: 21-99-92-0
 Fax: 213-86-92

Hellás
 «Giannicis S.A.»
 18 Fidou str.
 Athens 10678
 «Hellenic Distribution»
 Agency Ltd.
 1 Digeny Str.
 17458 Alimo
 Tel.: 995-5383
 Fax: 993-6043

Hong Kong
 Apollo Books Co. Ltd.
 T.S.T.P.O. Box 95170
 Kowloon

Fax: 369-5282
 Great Eastern Book Co.
 P.O. Box 20005
 HENNESSY Post Office
 Tel.: 527-7459
 Fax: 527-2172
 Simminch Publishing Co. Ltd.
 Rm. 1015, Tower A
 Hunghom Commercial
 Centre
 39 Ma Tau Wai Road
 Hunghom, Kowloon
 Tel.: 334-9327
 Fax: 765-8471

Island
 Skakhusid-the Chess House
 Laugavegi 118
 105 Reykjavik
 Iceland
 Tel.: 9788
 Fax: 9788

India
 International Journals
 Distribution Agency, 4-E/15
 Jhandewalan, New-Delhi
 110005

Israel
 Knizhnaia Lavka Ltd.
 P/O/Box 11626
 Tel-Aviv, 61116
 Fax: 528-9735
 «Steimatzky Ltd.»
 11 Hakishon Str.
 P.O. Box 1444
 BNEI-BRAK, 51114
 Fax: 579-4567

TEL DAN
 P.O.Box 18094
 Tel-Aviv, 61180
 Tel.: 895-0073
 Fax: 895-6359

Italia
 Libreria Edest
 Via Cairoli 12/4
 16124 Genova
 Fax: 297703
 Il Punto Editoriale
 di Vincenzo Bernardi & Co.
 Via della Cordonata 5
 00187 Roma
 Fax: 879-5805
 Editoriale Stampa
 Triestina SpA
 Via Montecchi 6
 34132 Trieste

Japan
 Nauka Ltd.
 2-30-19 Minami Ikebukuro
 Toshima-ku, Tokyo, 171
 Nisso-Tosho Ltd.
 1-5-16 Suido
 Bunkyo-ku
 Tokyo, Japan

Jugoslavija
 Jugoslovenska Knjiga
 Preplata
 P.O. Box 36
 11000 Beograd

Korea
 Universal Publications
 Agency Ltd.
 C.P.O. Box 9084
 Seoul, 100-690
 Tel.: 735-7809
 Fax: 723-3890

Kýpros
 Odigitis Bookshop
 1A Romanos Str.
 Nicosia
 Fax: 45-37-57

Latvija

Latvijas Pasts
LV-1000 Riga
Brivibas bulvari, 21
Tel.: 701-8842
Fax: 701-8754
000 «SCS» 7, Riga,
LV-1010, Valkas, 4

Luxembourg

Messageris «Paul Kraus»
B.P.2022
11, Rue Christophe Plantin

Magyarország

MKM Dunatrade KFT
1035 Budapest III.
Kerek u.80
Tel.: 250-0194
Fax: 250-0233

Македонија

Krijgoizdatestvo Makedonska
Krijiga
ul. 11 Oktomvri, b.b.
91000 Skopje

Nederland

Pegasus Subscription
Department
P.O.Box 11470
1001 GL Amsterdam
Tel.: 623-1138
Fax: 620-3478
Martinus Nijhoff International
P.O. Box 269
2501 AX 's-Gravenhage
Tel.: 684-400
Fax: 615-698

New Zealand

Mercury Direct Marketing
P.O. Box 24013 and 24235
Royal
OAK Auckland
2 Carr Road MT Roskill
Auckland
Tel.: 625-3010
Fax: 625-3006

В Москве вы можете оформить подписку на наш журнал с доставкой по любому адресу в любой стране по адресу: 117049 Москва, Б.Якиманка, 39, АО «Международная книга» фирма «Периодика». контактный телефон 238-4967
факс 238-4634
преимущества такого рода подписки — скидка с экспортной цены, отправка не позже чем через две недели после подписки.

Norge

NIC Info A/S
Attn.: LIV SKOG
P.O.Box 6512-Elterstad
0606 Oslo
Österreich

Gerold & Co.

Graben 31

1011 Wien

Tel.: 533-50-140

Fax: 533-50-1412

IPS JOURNALS

K.Kaleta,

ul. Piekna, 24/26

00 549 Warszawa

Fax: 621-5470

Orpan

Biuro Importu

Palas Kultury i Nauki

00-901 Warszawa

Fax: 626-8670

«RUCH» S.A.

Oddzial Warszawa

ul. Towarowa, 28

00958 Warszawa

Fax: 620-1762

PRESS

Pl. Na Rozdrozu, 3

00 584 Warszawa

Fax: 628-8399

Romania

Rodipet S.A.
Piată Presei Libere No 1 -
Sector 1,
Bucureşti

Србија

PROEX EXPORT-IMPORT
AGENCY
TERAZIJE, 16/1,
1001 Београд

Slovakia

PNS S.P.
Pribinova 25
813 81 Bratislava
«Slovar» G.T.G. Ltd.
Krupinska, 4
852 99 Bratislava 5

Slovenia

Cankarjeva Zalozba
P.O. Box 201-IV
61001 Ljubljana

Drzavna Zalozba Slovenije

P.O. Box 50-1

61000 Ljubljana

Markom d.o.o.

Promajska, 9

61110 Ljubljana

Suisse

Pinkus Genossenschaft
Froschaustrasse 7
Postfach 8025 Zürich
Tel.: 251-2674
Fax: 251-2682
Librairie Cobram
Rue Louis Favre 37
1201 Geneve
Tel.: 733-9512
Fax: 740-1530
Dynapress Marketing S.A.
Subscription Dept.
38 Avenue Vibert, CH-1227
Carouge, Geneve
Tel.: 308-0444
Fax: 308-0859

Suomi

OY TIBO-TRADING AB
Subscriptions Department
P.O. Box 33
SF-21601 Pargas
SUOMALAINEN
KIRJAKAUPPA
Subscription Department
P.O. Box 2
SF-01641 Vantaa

Akateeminen Kirjakauppa

Services
Subscription
P.O. Box 23
SF-00371 Helsinki
Tel.: 12141
Fax: 121-4450
Hansel Ltd.
P.O.Box 108
00381 Helsinki
Translatio Rustica
Isonnityrkku 3A
SF-00520 Helsinki
Tel.: 777-2357

Sverige

Wennergren-Williams
Informationsservice AB
Subscription Department
Box 1305, 17125 Solna

USA

Victor Kamkin
Bookstore INC
4956 Boiling Brook Parkway
Rockville, MD 20852
Tel: 881-5973
Fax: 881-1637
Znanie Book Store
5237 Geary Boulevard
San Francisco, CA 94118
Tel.: 752-7555
Almanac Press, Inc.
501 South Fairfax Avenue
Suite 206
Los Angeles, CA 90036
Tel.: 931-2692
Fax: 931-7748

Vietnam

XUNHASABA
32 Hai Ba Trung
Hanoi, S.R.V.

In Moscow You can take a subscription to our magazine with a delivery to any address in any country all over the world at: 117049 Moscov, Bolshaya Yakimanka, 39, AO «Mezhdunarodnaya kniga», «Periodika» company.

Contact tel.: (095) 238-4967

Fax: (095) 238-4634

Advantages of such a subscription are the following:

— a discount from the export price;

— a dispatch of the magazine not later than in two weeks after taking a subscription.

Адреса редакции: 103012 Москва, К-12, Б. Черкасский пер., 2/10

924-24-80, 928-88-69

101000 Москва, Главный почтамт, абонентный ящик № 648

Художественный редактор Т.А. Дворецкова

**Сдано в набор 26.11.96. Подписано в печать 28.12.96. Формат 60x801/8.
Бумага офсетная № 2. Печать офсетная. Усл. печ. л. 9,8. Заказ**

**ЗАО «Знак», 103012 Москва, Б. Черкасский пер., 2/10
Отпечатано в типографии МЭИ**

111250 Москва, ул. Красноказарменная, д. 13

Вологодская областная универсальная научная библиотека

www.booksite.ru