

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ
ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԵՐԻԱ
СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

ԿՐԹԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԻՒՆ

Մանյան Մ. Վ. (պատ. խմբագիր) Ազոնց Շ. Տ. (պատ. խմբագրի տեղակալ), Արևեսեկի
Վ. Վ., Անտոյան Ա. Կ., Գաբույան Տ. Ա., Զաղոյան Մ. Ա., Նազարով Ա. Գ., Տեր-Ազարև Ե. Ա.,
Փինեոզյան Վ. Վ. (պատ. խմբագրի տեղակալ)
Փոստատփանախուս բարերուդար Սևեփանյան Չ. Կ.

Кисьян М. В. (ответ редактор) Азонц Г. Т. (зам. ответ редактора), Алексеевский
В. В., Ананян А. К., Габуян Т. А., Задолян М. А., Назаров А. Г., Пинеомян В. В. (зам
ответ. редактора), Тер-Азаров Н. А.
Ответственный секретарь Степанян З. К.

Խմբագրությունը հասցեն՝ Սրբան. Ետրեկամոսթյան 24.
Адрес редакции: Ереван, Барекачутян, 24

ЭНЕРГЕТИКА

Г. Т. АДОՆՑ, А. С. АВАКИМОВ, Р. А. ЕРМЕКОВА

К РАСЧЕТУ МИНИМУМА ПОТЕРЬ АКТИВНОЙ
 МОЩНОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАТРИЦЫ ВТОРЫХ
 ЧАСТНЫХ ПРОИЗВОДНЫХ ОТ ПОТЕРЬ

Задача минимизации потерь активной мощности в электрических сетях энергосистем путем регулирования управляемых параметров режима представляет значительный теоретический и практический интерес. Существует ряд алгоритмов и реализующих их на ЭВМ программ расчета минимума потерь. Однако многие из них не используются или из-за слишком большого потребного машинного времени, или из-за плохой сходимости итерации при расчете искомого оптимального установившегося режима системы.

Для улучшения сходимости и сокращения времени расчета в работах [1, 2] успешно используется, частично или полностью, матрица вторых частных производных от целевой функции по регулируемым параметрам.

Целью настоящей статьи является разработка методики расчета минимума потерь активной мощности, основанной на использовании не только первых частных производных от потерь мощности по регулируемым параметрам, но и матрицы вторых частных производных. В этой связи в статье предлагаются три алгоритма расчета матрицы вторых частных производных и приводятся примеры расчета минимума потерь для одной системы из четырех генераторных и четырех нагрузочных узлов.

Постановка задачи. Принимаются в качестве заданных: а) параметры g_{mk} и b_{mk} системы; б) параметры P, U, Q, ψ исходного установившегося режима системы; в) соответствующие коэффициенты, необходимые для обеспечения сходимости и быстроты расчета.

Требуется определить: а) новые значения регулируемых параметров режима; б) оптимальный установившийся режим системы.

Расчетные уравнения. В качестве расчетных используются:

а) уравнение потерь активной мощности [3]:

$$\pi = \sum_{k=1}^n \sum_{m=1}^n U_m U_k g_{mk} \cos(\psi_m - \psi_k), \quad (1)$$

где U и ψ — модуль и фаза напряжений $m, k = 1 \div n$ узлов системы;

g_{mk} — активная проводимость относительно узлов m, k ;

б) уравнения установившегося режима системы [4]:

$$P_m^i - U_m^i \sum_{k=1}^n U_k^i [g_{mk} \cos(\psi_m^i - \psi_k^i) - b_{mk} \sin(\psi_m^i - \psi_k^i)] = 0; \quad (2)$$

$$Q_m^i - U_m^i \sum_{k=1}^n U_k^i [g_{mk} \sin(\psi_m^i - \psi_k^i) + b_{mk} \cos(\psi_m^i - \psi_k^i)] = 0, \quad (3)$$

где P_m^i, Q_m^i — заданные мощности узлов $m = 1 \rightarrow n$;

i — верхний индекс-номер шага итерации;

в) искомые значения регулируемых параметров, обеспечивающих минимум потерь $|\Pi|$:

$$\begin{aligned} |U_k^{oi}| &= |U_k^i| + |\Delta U_k|; \\ |\Delta U_k| &= -\sigma \left| \frac{\partial^2 \pi}{\partial U_k \partial U_m} \right|^{-1} \cdot |\nabla f|. \end{aligned} \quad (4)$$

где m, k — индексы узлов с регулируемым параметром режима;

U_k^i, U_k^{oi} — параметры соответственно исходного и искомого режимов;

σ — коэффициент, определяющий шаг минимизации;

∇f — градиент функции π .

Алгоритмы расчета. Предлагаются три алгоритма расчета искомого оптимального режима. Общим для трех алгоритмов является то, что основным расчетным служат уравнения (1) — (4).

При решении уравнений (2) и (3) установившегося режима в качестве задаваемых (независимых) переменных принимаются:

P и U генераторных узлов; P и Q нагрузочных узлов; U и ψ балансирующего узла. Искомыми (зависимыми) являются остальные два переменных из числа P, Q, U, ψ каждого из узлов системы, представляемой многополюсником.

Различие в алгоритмах выражается в способе определения матрицы вторых частных производных, используемой для определения приращений регулируемых параметров ΔU_k по уравнению (4).

Алгоритм 1. Для определения вторых частных производных исходим из разложения функции потерь активной мощности π в ряд Тейлора по степеням регулируемых ΔU параметров режима, ограничиваясь тремя первыми членами:

$$\pi^i = \pi^0 + \sum_{k \in K} \left(\frac{\partial \pi}{\partial U^0} \right)_k \Delta U_k^i + \frac{1}{2} \sum_{k \in K} \sum_{m \in K} \frac{\partial^2 \pi}{\partial U_k^0 \partial U_m^0} \Delta U_k^i \Delta U_m^i, \quad (5)$$

$$\text{где } \pi^i = \sum_{k=1}^n \sum_{m=1}^n U_m^i U_k^i g_{mk} \cos(\psi_m^i - \psi_k^i)$$

— потери, соответствующие параметрам U^0, ψ^0 исходного установившегося режима;

$$|\Delta U_k| = |U_k^i| - |U_k^0| = q_k^i |z|;$$

i — верхний индекс-номер шага оптимизации;

k, m — индексы множества R узлов с регулируемыми параметрами;

$|\pi|$ — вектор, определяющий направление изменения по величине q_k регулируемых параметров узлов $k \in R$.

Выражение (5) позволяет вычислить диагональные элементы матрицы вторых частных производных, если допустить покомпонатное изменение вектора регулируемых в каждом шаге оптимизации.

Расчетная формула для первого шага оптимизации может быть записана так:

$$\left(\frac{\partial^2 \pi}{\partial U_k^2} \right)^i = \frac{2}{(q_k^i)^2} \left[\pi^i - \pi^0 \pm q_k^i \left(\frac{\partial \pi}{\partial U_k} \right)^i \right], \quad (6)$$

Вектор $|\pi|$ в этих расчетах может быть представлен эвиейю: $|\pi| = (0, 0, \dots, \pm 1, \dots, 0)$ — означающей, что приращение получает параметр регулирования лишь по одному узлу.

Из (5) можно получить также формулу для определения недиагональных элементов искомой матрицы, а именно:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 \pi}{\partial U_k \partial U_m} \right)^i &= \frac{1}{(q_k^i q_m^i)^2} \left[\pi^i - \pi^0 \mp q_k^i q_m^i \left(\frac{\partial \pi}{\partial U} \right)_k = q_k^i q_m^i \left(\frac{\partial \pi}{\partial U} \right)_m \right] - \\ &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial^2 \pi}{\partial U_k^2} \right)^i + \left(\frac{\partial^2 \pi}{\partial U_m^2} \right)^i \right], \end{aligned} \quad (7)$$

где индексы имеют указанные выше значения.

Для вычисления градиента функции потерь по регулируемым параметрам используются следующие уравнения [1]:

$$\left[\frac{\partial \pi}{\partial X} \right] + \left[\frac{\partial f}{\partial X} \right]^T \cdot |\lambda| = 0; \quad (8)$$

$$|\nabla f| = \left[\frac{\partial \pi}{\partial V} \right] + \left[\frac{\partial f}{\partial V} \right]^T \cdot |\lambda|, \quad (9)$$

где $|X|$ — вектор зависимых параметров режима; $|f|$ — функция уравнения установившегося режима; $|V|$ — вектор регулируемых параметров; $|\lambda|$ — вектор коэффициентов Лагранжа; T — индекс транспонированной матрицы.

Алгоритм II. Отличается от изложенного способа определения матрицы вторых частных производных тем, что в выражениях (6) и (7) принимаются равными нулю первые частные производные, т. е. $\left(\frac{\partial \pi}{\partial U_k} \right)^i = 0$. Это соответствует тому, что в разложении (5) в ряд Тейлора исключаются слагаемые под знаком $\sum_{k \in R}$.

Алгоритм III. Для определения матрицы вторых частных производных предлагается воспользоваться уравнением (1).

В связи с этим можно воспользоваться следующими формулами:

$$\frac{\partial \pi}{\partial U_m} = 2 \sum_{k=1}^n U_k g_{mk} \cos(\psi_m - \psi_k);$$

$$\frac{\partial^2 \pi}{\partial U_m^2} = 2g_{mm}; \quad m = k$$

$$\frac{\partial^2 \pi}{\partial U_m \partial U_k} = 2g_{mk} \cos(\psi_m - \psi_k), \quad m \neq k \quad (10)$$

Если в качестве регулируемых параметров могут быть выбраны также фазы напряжений, то могут быть использованы и формулы:

$$\frac{\partial \pi}{\partial \psi_m} = -2U_m \sum_{k=1}^n U_k g_{mk} \sin(\psi_m - \psi_k);$$

$$\frac{\partial^2 \pi}{\partial \psi_m^2} = -2U_m \sum_{k=1}^n U_k g_{mk} \cos(\psi_m - \psi_k), \quad m = k$$

$$\frac{\partial^2 \pi}{\partial \psi_m \partial \psi_k} = 2U_m U_k g_{mk} \cos(\psi_m - \psi_k), \quad m \neq k \quad (11)$$

Примеры расчета. Для иллюстрации методики расчета процесса минимизации потерь активной мощности с использованием матрицы вторых частных производных от потерь по регулируемым параметрам режима ниже приводятся примеры расчета одного шага оптимизации режима системы из четырех генераторных и четырех нагрузочных узлов.

В качестве заданных были использованы следующие (табл. 1) параметры g_{mk} и b_{mk} системы, подлежащие умножению на 10^{-4} .

Таблица 1

m, k	1-1	2-2	3-3	4-4	5-5	6-6	7-7	8-8
g_{mk}	0.7351	9.7088	19.546	73.170	52.577	32.076	64.052	115.949
b_{mk}	149.252	108.691	184.145	341.463	383.552	294.818	453.331	520.299
m, k	1-7	2-6	3-5	4-8	5-6	5-7	6-7	7-8
g_{mk}	-0.7351	-0.7088	-19.546	-73.170	-21.917	-11.107	-9.454	-42.750
b_{mk}	-149.252	-108.691	-184.145	-341.463	-131.541	-70.511	-57.685	-185.713

Параметры исходного установившегося режима системы представлены в табл. 2, где $x_m = \sin \psi_m$; $\pi = \sum_{m=1}^n P_m = 17.09$.

Таблица 2

m	1	2	3	4	5	6	7	8
P	240.05	-34.6	157.78	418.1	-229.9	-116.87	64.68	-322.83
Q	139.25	114.46	150.42	145.16	-79.51	-67.70	-32.40	-81.17
U	236.0	240.0	235.0	232.0	199.45	196.67	207.57	208.95
x	0	-0.7863	-0.5609	-0.0193	-0.6880	-0.7420	-0.3274	-0.2423

Рассмотрим один шаг минимизации π по алгоритму I:

а) по данным таблиц 1 и 2 вычисляются элементы матриц:

$$\left| \frac{\partial \pi}{\partial X} \right|, \quad \left| \frac{\partial f}{\partial X} \right|, \quad \left| \frac{\partial \pi}{\partial V} \right|, \quad \left| \frac{\partial f}{\partial V} \right|;$$

б) по уравнениям (8) и (9) находятся $|i|$ и $|\zeta f|$

$$|\zeta f|^T = [-0,20749; -0,12524; -0,12454; -0,33441].$$

в) по формулам (6) и (7) находятся элементы матрицы вторых частных производных от потерь π по регулируемым параметрам. В качестве последних в данном примере взяты U_1, \dots, U_4 . Результаты расчета приводятся в табл. 3, которые должны быть умножены на 10^{-2} .

Таблица 1

m, k	1-1	2-2	3-3	4-4	1-2
$\frac{\partial^2 \pi}{\partial U_m \partial U_k}$	10,370	-1,255	-17,776	133,591	5,606
m, k	1-3	1-4	2-3	2-4	3-4
$\frac{\partial^2 \pi}{\partial U_m \partial U_k}$	9,565	134,460	54,518	-62,194	135,038

По данным табл. 3 и величинам $|\zeta f|$ вычисляются по формуле (4) приращения регулируемых параметров, т. е. $|\Delta U_k|$. При этом значение α определяется из условия нахождения регулируемого параметра в заданных границах. Были выбраны границы $187 < U < 253$, чему соответствовало $\alpha = 1,2$.

Вектор регулируемых параметров представляется следующими величинами:

$$|U_k|^T = [223,7; 242,6; 252,85; 238,04].$$

По этим параметрам и заданным: P, Q нагрузочных узлов, P генераторных узлов и $\psi_0 = 0$, был выполнен расчет установившегося режима и значения $\pi^{(1)} = 45,77$.

Таким образом, в результате первого шага минимизации по алгоритму I $\Delta \pi^{(1)} = 1,12$.

Рассмотрим один шаг минимизации π по алгоритму III. Исходный установившийся режим тот же, что и в примере по алгоритму I. В этом расчете полностью используются значения $|\zeta f|$, полученные выше, и $\frac{\partial^2 \pi}{\partial U_m \partial U_k}$ были вычислены согласно (10).

В этом примере все наддиагональные элементы оказались равными нулю, а диагональные — равными $2g_{mm}$. Далее, по формулам (4) были вычислены новые значения регулируемых U . При этом $\alpha = 0,014$. Элементы вектора:

$$|U_*|^T = [252,92; 250,6; 235,37; 232,26].$$

По результатам расчета нового установившегося режима получено значение $\pi^{-1} = 44,18$. Таким образом, в результате первого шага минимизации по алгоритму III $\Delta\pi^{-1} = 2,91$.

Выводы

1. Время расчета элементов матрицы вторых частных производных по алгоритму I оказалось в десять раз больше времени расчета по алгоритму III.

2. Для практических расчетов рекомендуется алгоритм III.

АрмНИИЭ

Поступило 1.VII 1974

Հ. Տ. ԱԴՈՏ, Ա. Ա. ԱՎԱԿՄԻՈՎ, Ռ. Յ. ԿԵՐԵՆՈՎԱ

ԿՈՐՐԵԿՏՆԵՐԻ ԵՐԿՐՐԻՄ ԴՐԱՆԱԿԻ ԱՅԱՆՑՅԱԼՆԵՐԻ ԴԱՏՐԻՑԱՅԻ ՄԻՏԱԿՐԻՄԱՐ ԱՆՏՎ ԸՋՐՐՈՒԹՅԱՆ ԿՈՐՐԵԿՏՆԵՐԻ ՄԵՆԵՄՈՒՄԻ ԸՆՇՎԱՐԿԻ ՇՈՒՐՋԸ

Ս. մ փ ո փ ու մ

Մշակված են ակտիվ հզորության կորուստների միևնույնի հաշվարկի երեք ալգորիթմներ՝ օգտագործելով կորուստների երկրորդ մասնակի ածանցյալների մատրիցան։ Ալգորիթմները տարբերվում են միմյանցից երկրորդ մասնակի ածանցյալների մատրիցայի տարրերի որոշման եղանակով։ Լեռաչին ալգորիթմում մատրիցայի տարրերը որոշվում են ակտիվ հզորության կորուստների ֆունկցիան Քլայրի շարքի առաջին երեք անդամների վերլուծելով։ Երկրորդ ալգորիթմը, որպես մասնակի դեպք, բխում է առաջինից, եթե կորուստների առաջին մասնակի ածանցյալներն ըստ կարգավորվող պարամետրների ընդունվում են հավասար զրոյի։ Երրորդ ալգորիթմում օգտագործվում է նյախակային ֆունկցիայի հավասարումը։

Հետազոտությունները ցույց են տվել, որ երկրորդ մասնակի ածանցյալների մատրիցայի հաշվարկի ժամանակն ըստ առաջին ալգորիթմի սաան անգամ մեծ է՝ քան ըստ երրորդ ալգորիթմի։ Այդ պատճառով գործնական հաշվարկների համար հանձնարարվում է երրորդ ալգորիթմը։

ЛИТЕРАТУРА

1. Dommel H. W., Tinney W. F. Optimal Power Flow Solutions. „Power Apparatus and Systems“, № 10, 1968.
2. Sasson A. M., Vitoria F., Aboytes F. Optimal Load Flow Solutions Using the Hessian Matrix. „Power Apparatus and Systems“, № 1, 1973.
3. Адош Г. Т. Исследование двух алгоритмов расчета частных производных от потерь активной и реактивной мощностей по параметрам режима энергосистемы «Известия АН АрмССР (серия технических наук)», т. XXII, № 6, 1969.
4. Адош Г. Т. Метод расчета установившегося режима «электрической системы». «Электричество», № 5, 1972.

ЭНЕРГЕТИКА

В. М. МАРКАРЯН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОЙ ПЕРИОДИЧНОСТИ
 ПРОВЕДЕНИЯ ПРОВЕРОК И ВОССТАНОВЛЕНИЯ
 РАБОТОСПОСОБНОСТИ ГИДРОАГРЕГАТОВ

Одним из важных показателей эксплуатационной надежности агрегатов гидроэлектростанций является коэффициент технического использования ($k_{тн}$), который определяет долю времени работоспособного состояния оборудования при длительной эксплуатации [1].

Состояние агрегата в целом, состоящего из i последовательно соединенных блоков, определяется как состояние, при котором все блоки исправно функционируют, т. е. при всех $i = \overline{1, n}$ функция реализации процесса $Y_i(t) = E_{0i} E_{2i}$ [2,3], где

E_{0i} — состояние функционирования блока, не имеющего повреждений;

E_{2i} — состояние функционирования блока, имеющего повреждения.

Задача установления оптимальной периодичности проведения проверок и восстановления работоспособности агрегатов заключается в определении коэффициента технического использования как предел вероятности заставить агрегат в момент t в состоянии работоспособности при $t = \infty$.

Коэффициент технического использования является функцией периодичности τ_i ($i = \overline{1, n}$) проведения проверок в каждом блоке, т. е.

$$k_{тн} = k(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n). \quad (1)$$

При независимом обслуживании каждого блока коэффициент технического использования (1) может быть представлен как произведение коэффициентов технического использования каждого блока $k(\tau_i) = k_{тнi}$, т. е.

$$k_{тн} = k(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n) = \prod_{i=1}^n k(\tau_i). \quad (2)$$

Равенство (2) позволяет существенным образом упростить решение задачи оптимизации, так как сводит задачу к рассмотрению процесса функционирования каждого блока отдельно, исследованию функции многих переменных — к исследованию функции одной переменной.

Итак, рассмотрим блок с произвольным номером i и для него решим задачу оптимизации коэффициента технического использования $k(\tau_i)$.

Прежде всего отметим, что процесс $Y_i(t)$, описывающий состояние блока, является регенерирующим случайным процессом, т. е. для этого процесса существуют такие моменты времени $t_1 < t_2 < \dots < t_n$ ($t_n \rightarrow \infty$ при $n \rightarrow \infty$), для которых последующее поведение процесса не зависит от прошлого. Такими моментами являются моменты окончания ремонта, после которого блок полностью обновляется и весь процесс обслуживания повторяется (проводится перепланирование моментов проведения проверок работоспособности). В таком случае для определения коэффициента технического использования

$$k_{\text{т.и.}}(z) = \lim_{t \rightarrow \infty} P\{v_i(t) = 1\} = \lim_{t \rightarrow \infty} P\{Y_i(t) \in E_{0i} \vee E_{2i}\}$$

можно воспользоваться предельной теоремой для регенерирующих процессов.

Обозначим через $z_k = t_{k+1} - t_k$ интервал между моментами регенерации. Последовательность $\{z_k\}$ ($k = 0, 1, \dots$) образует рекуррентный процесс восстановления. Процесс восстановления называется дискретным, если $\{z_k\}$ решетчатые случайные величины, т. е. такие, для которых наибольший общий делитель $\omega > 0$ с вероятностью единица. В противном случае процесс восстановления называют непрерывным. Регенерирующий процесс $Y_i(t)$ называется периодическим, если последовательность $\{z_k\}$ образует дискретный процесс восстановления. Регенерирующий процесс $Y_i(t)$ называется аperiodическим, если последовательность $\{z_k\}$ образует непрерывный процесс восстановления.

В рассматриваемом случае можно считать, что случайные времена пребывания i -го блока в работоспособном состоянии (ξ_i) и предотказовом состоянии (γ_i) и длительности плановых проверок (ξ_{pi}), плановых ремонтов (ξ_{pi}) и аварийных ремонтов (ξ_{api}) являются непрерывными случайными величинами. Поэтому непрерывными случайными величинами будут $\{z_k\}$, а регенерирующий процесс $Y_i(t)$ будет аperiodическим.

Для аperiodического регенерирующего процесса $Y_i(t)$ существует предел $\lim_{t \rightarrow \infty} P\{Y_i(t) \in E_{0i} \vee E_{2i}\}$. Если $Mz_k < \infty$ и $z_1 < \infty$, то этот предел равен

$$k_i = \lim_{t \rightarrow \infty} P\{Y_i(t) \in E_{0i} \vee E_{2i}\} = \frac{1}{Mz_k} \int_0^{\infty} g_{E_{0i} \vee E_{2i}}(t) dt, \quad (3)$$

где $Mz = Mz_k$; $g_{E_{0i} \vee E_{2i}}(t) = P\{Y_i(t_k + t) \in E_{0i} \vee E_{2i}, z_{k+1} > t\} = P\{v_i(t_k + t) = 1, z_{k+1} > t\}$

—вероятность того, что период регенерации продлится более t , и в момент t блок будет работоспособен [4].

Естественно считать для технической системы (блока), что среднее время безотказной работы конечно, и моменты регенерации будут иметь место. В таком случае $Mz_k < \infty$ и $z_1 < \infty$. Наличие плот-

ности распределения $P\{z_k < t\}$ следует из непрерывности случайных величин $\tau_i, \xi_{pi}, \xi_{opi}, \xi_{ri}$, где $\xi_{ij} = \xi_i + \tau_{ij}$.

Таким образом, можно воспользоваться формулой (3) для определения коэффициента технического использования блока.

Обозначим через $\psi_{E_{0i} \rightarrow E_{2i}}(t, x, y)$ вероятность того, что период продлится более t , в момент t блок будет работоспособен, $\xi_i = x, \tau_i = y$.

Тогда по формуле полной вероятности можно написать:

$$\int_0^{\infty} \psi_{E_{0i} \rightarrow E_{2i}}(t) dt = \int_0^{\infty} \left[\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \psi_{E_{0i} \rightarrow E_{2i}}(t, x, y) f_i(x, y) dx dy \right] dt = \\ = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\int_0^{\infty} \psi_{E_{0i} \rightarrow E_{2i}}(t, x, y) dt \right] f_i(x, y) dx dy. \quad (4)$$

При фиксированных $\xi_i = x, \tau_i = y$ вероятность $\psi_{E_{0i} \rightarrow E_{2i}}(t, x, y)$ принимает два значения: либо 1, если момент t попадает на период нормального функционирования, либо 0, если момент t попадает на период восстановительных работ или проверок. Поэтому внутренний интеграл $\int_0^{\infty} \psi_{E_{0i} \rightarrow E_{2i}}(t, x, y) dt$ равен времени, проведенному в состоянии $E_{0i} \vee E_{2i}$ на периоде, в котором $\xi_i = x, \tau_i = y$. Если τ_i — периодичность проведения проверок работоспособности и $k\tau_i < x < (k+1)\tau_i$ ($k=0, 1, \dots$), то время, проведенное в работоспособном состоянии на данном периоде, равно $x + \min[y(k+1)\tau_i - x]$, т. е. равно $x + y$, если на одном периоде τ_i произойдет повреждение и отказ $[y < (k+1)\tau_i - x]$, либо равно $(k+1)\tau_i$, если отказа не произойдет $[y > (k+1)\tau_i - x]$.

Окончательно можно записать:

$$\int_0^{\infty} \psi_{E_{0i} \rightarrow E_{2i}}(t, x, y) dt = \begin{cases} x + y & \text{при } k\tau_i < x \leq (k+1)\tau_i; k=0, 1, \dots \\ (k+1)\tau_i & \text{при } k\tau_i < x \leq (k+1)\tau_i; \\ & y < (k+1)\tau_i - x; \\ & y > (k+1)\tau_i - x. \end{cases} \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4), получаем:

$$\int_0^{\infty} \psi_{E_{0i} \rightarrow E_{2i}}(t) dt = \sum_{k=0}^{\infty} \left[\int_{k\tau_i}^{(k+1)\tau_i} \left[\int_0^{(k+1)\tau_i - x} (x+y) f_i(x, y) dy + \int_{(k+1)\tau_i - x}^{(k+1)\tau_i} (k+1)\tau_i f_i(x, y) dy \right] dx \right] \quad (6)$$

Теперь определим математическое ожидание длительности периода регенерации Mz . Длительность периода регенерации складывается из двух составляющих: длительности τ_{2i} пребывания в работоспособном состоянии ($E_{0i} \vee E_{2i}$) и длительности τ_{1i} ремонта и проверок

(пребывание в состоянии $E_{11} \vee E_{31} \vee E_{41}$), т. е. $z = \gamma_{11} + \gamma_{12}$. Следовательно,

$$Mz = M\gamma_{11} + M\gamma_{12}. \quad (7)$$

Величины $M\gamma_{11}$ и $M\gamma_{12}$ считаются по формуле полного математического ожидания:

$$M\gamma_{11} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \gamma_{11}(x, y) f_1(x, y) dx dy; \quad M\gamma_{12} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \gamma_{12}(x, y) f_1(x, y) dx dy, \quad (8)$$

где $\gamma_i(x, y)$ при $i=1, 2$ — средняя длительность пребывания в работоспособном (неработоспособном) состоянии при условии, что $\xi_i = x, \eta = y$. При $k=0, 1, 2, \dots$ имеем:

$$\gamma_1(x, y) = \begin{cases} (k-1)\tau_i & \text{если } k\tau_i < x \leq (k+1)\tau_i, \\ & y > (k+1)\tau_i - x, \\ x+y & \text{если } k\tau_i < x \leq (k+1)\tau_i, \\ & y \leq (k+1)\tau_i - x, \end{cases} \quad (9)$$

$$\gamma_2(x, y) = \begin{cases} kT_{nl} + T_{np} & \text{если } k\tau_i < x \leq (k+1)\tau_i, \\ & y > (k+1)\tau_i - x, \\ kT_{nl} + T_{ap} & \text{если } k\tau_i < x \leq (k+1)\tau_i, \\ & y \leq (k+1)\tau_i - x, \end{cases} \quad (10)$$

где T_n, T_{np}, T_{ap} — значения ξ_n, ξ_p, ξ_{ap} .

В самом деле, если $k\tau_i < x \leq (k+1)\tau_i$ и $y > (k+1)\tau_i - x$, то k периодов блок проработал без повреждений, на $(k+1)$ -м периоде появилось повреждение, которое не вызвало отказа до $(k+1)$ -й проверки $y > (k+1)\tau_i - x$. В таком случае блок безотказно проработал время $(k+1)\tau_i$, было проведено k проверок работоспособности и в конце периода проводился предупредительный (текущий) ремонт. Если же $k\tau_i < x \leq (k+1)\tau_i$, то $y \leq (k+1)\tau_i - x$ и на $(k+1)$ -м периоде происходит отказ блока [повреждение и отказ появились на одном периоде $y \leq (k+1)\tau_i - x$]. Поэтому блок безотказно проработал время $x+y$, было проведено k проверок работоспособности и в конце периода проводился аварийный ремонт.

Подставив выражения (9) и (10) в формулы (8), с учетом (7) получим:

$$Mz = \sum_{k=0}^{\infty} \left[\int_{k\tau_i}^{(k+1)\tau_i} \int_0^{(k+1)\tau_i - x} (x+y) f_1(x, y) dy + \int_{(k+1)\tau_i - x}^{(k+1)\tau_i} (k+1)\tau_i f_1(x, y) dy \right] dx + \\ + T_{nl} \sum_{k=0}^{\infty} k \int_{k\tau_i}^{(k+1)\tau_i} \int_0^{\infty} f_1(x, y) dx dy + T_{ap} \sum_{k=0}^{\infty} \int_{k\tau_i}^{(k+1)\tau_i} \int_{(k+1)\tau_i - x}^{\infty} f_1(x, y) dx dy +$$

$$+ T_{\text{пр}} \sum_{k=0}^{(k+1)\tau_1} \int_{k\tau_1}^{(k+1)\tau_1-x} \int_0^x f_i(x, y) dx dy. \quad (11)$$

Подставив (6) и (11) в (3), получим окончательное выражение для коэффициента технического использования блока:

$$k(\tau_1) = k_i = \frac{A}{A + B + C}, \quad (12)$$

где

$$A = \sum_{k=0}^{(k+1)\tau_1} \int_{k\tau_1}^{(k+1)\tau_1-x} \int_0^x (x+y) f_i(x, y) dy + \int_{(k+1)\tau_1-x}^{(k+1)\tau_1} (k+1)\tau_1 f_i(x, y) dy \Big| dx;$$

$$B = T_{\text{пр}} \sum_{k=0}^{(k+1)\tau_1} k \int_{k\tau_1}^{(k+1)\tau_1} \int_0^x f_i(x, y) dx dy + T_{\text{пр}} \sum_{k=0}^{(k+1)\tau_1} \int_{k\tau_1}^{(k+1)\tau_1-x} \int_0^x f_i(x, y) dx dy;$$

$$C = T_{\text{оп}} \sum_{k=0}^{(k+1)\tau_1} \int_{k\tau_1}^{(k+1)\tau_1-x} \int_0^x f_i(x, y) dx dy.$$

Нетрудно заметить, что выражения (5) и (9) совпадают. Это значит, что в числителе выражения (12) для коэффициента технического использования стоит математическое ожидание $M\tau_{11}$ длительности пребывания процесса $Y_1(t)$ в состояниях $E_1 \cup E_2$, т. е. можно записать:

$$k_i = \frac{M\tau_{11}}{M\tau_{11} + M\tau_{12}} \quad (13)$$

Таким образом, получаем следующий алгоритм определения оптимальной периодичности проверок:

— для каждого блока ($i = 1, 2, \dots, n$) исследуется на максимум по τ_1 функция (12), определяющая коэффициент технического использования блока, и определяется точка $\tau_1^{\text{оп}}$ абсолютного максимума;

— оптимальный коэффициент технического использования всей системы определяется по формуле (2);

— набор (τ_1, \dots, τ_n) определяет оптимальную периодичность проведения проверок и восстановления работоспособности гидроагрегатов.

В частном случае при $n=1$ получаем стратегию обслуживания сложной системы.

Վ. Մ. ԻԱՐԳԱՐՅԱՆ

ՀԻՐԻՈԱԳՐԵԳՐԱՏՆԵՐԻ ԱՇԽԱՏՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՍՏՈՒԳՈՒՄՆԵՐԻ ԱՆՑԿԱՑՄԱՆ
ԵՎ ՎԵՐԱԿԱՆԳՆՄԱՆ ՕՊՏԻՄԱԼ ՊԱՐԹԵՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Հողվածուս արված է աեխնիկական օգտագործման գործակցի ղնահատանոր, որը բնորոշում է հիդրոագրեգատների աշխատունակությունը Երկարատև շահագործման դեպքում: Բերված է այդ գործակցի կախումը ագրեգատի գործելու հնարավոր վիճակներից, որը հիմնված է ռեզնեներաջնող պրոցեսների թեորիմի վրա: Ոպտիմալացման խնդրի լուծումը ներկայացված է ալգորիթմի ձևով:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Маркрян В. М. Об оценке надежности гидроагрегатов. Сб. «Стандартизация, качество и техническая эстетика». Ереван, 1971.
2. Маркрян В. М. Совершенствование обслуживания гидроагрегатов. «Информационный бюллетень Арм. ИНИИТН», № 4, Ереван, 1973.
3. Бразилианич Е. Ю. Некоторые математические вопросы теории обслуживания сложных систем. М., 1971.
4. Коке Д. Р. Теория восстановления. М., 1967.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Г. Л. АРЕШЯН

ТЕОРИЯ УЧЕТА МАГНИТНОГО СКИН-ЭФФЕКТА
 В ОДНОФАЗНЫХ ИНДУКТОРНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ С
 ПУЛЬСИРУЮЩИМ ПОТОКОМ

В работе [1] была развита теория составления основной системы уравнений мдс и определения матриц активных и индуктивных сопротивлений, рассматриваемого класса генераторов, без учета явлений вытеснения переменной составляющей магнитного потока в стальных листах магнитопровода (явлений магнитного скин-эффекта). Однако для некоторых высокочастотных генераторов магнитный скин-эффект может быть выражен в достаточно сильной степени и заметным образом влиять на величины токов обмоток. Поэтому учет этого явления представляет теоретический и практический интерес. В теоретических работах, исследующих индукторные генераторы этого класса, такая задача не рассматривалась. Критерием необходимости учета магнитного скин-эффекта в индукторных генераторах является условие:

$2\lambda_s < \Delta$, где

$$\lambda_s = \sqrt{\frac{2}{\mu \sigma \omega}} \quad (1)$$

— эквивалентная глубина проникновения переменной составляющей (первая гармоника) магнитного потока в стальной лист магнитопровода; Δ — толщина стального листа (в тех же единицах измерения, что и λ_s). В условии учтено, что переменный магнитный поток проникает в стальной лист с двух сторон. При условии $2\lambda_s > \Delta$ магнитный скин-эффект выражен слабо, либо отсутствует и отпадает необходимость его учета. В качестве примера укажем, что для генераторов серии ВПЧ (изготовитель Армэлектрозавод) на 8000 гц $\lambda_s = 3,681 \cdot 10^{-2}$ мм, $\Delta = 0,2$ мм, т. е. магнитный скин-эффект выражен достаточно сильно (эффективно используется всего 36,81% сечения стального листа для канализации переменной составляющей магнитного потока). При сильно выраженном магнитном скин-эффекте появляется фазовый сдвиг между вектором внешней мдс и вектором магнитного потока (речь идет о первых гармониках). Угол фазового сдвига равен $\pi/4$ электрических радиан. Поэтому эквивалентные магнитные сопротивления (или проводимости) стальных участков магнитопровода перестают быть скалярными величинами, и возникает необходимость вводить в рассмотрение комплексные магнитные сопротивления для переменных

составляющих мде и магнитных потоков. Постоянная составляющая магнитного потока распределяется равномерно по всей толщине стального листа магнитопровода. Для этой составляющей магнитное сопротивление (или проводимость) остается скалярной величиной, отличной от комплексного магнитного сопротивления переменной составляющей. Поэтому одним из возможных методов учета явлений магнитного скин-эффекта является метод получения матриц магнитных сопротивлений (или проводимостей) для различных участков магнитопровода и составление основной системы уравнений мде, с использованием этих матриц. В настоящей работе принят именно такой метод. Матрицы активных и индуктивных сопротивлений индукторного генератора получаются из основной системы уравнений мде (в которой учтен магнитный скин-эффект) тем же путем, который был использован в работе [1]. Для получения матриц магнитных сопротивлений рассмотрим произвольный участок стального магнитопровода глубиной l_1 (аксиальная длина пакета генератора), шириной b и длиной l (вдоль магнитных силовых линий), такой, в котором можно считать, что по всему сечению (поперек силовых линий) магнитный поток один и тот же. Эффективное сечение такого участка для постоянной составляющей магнитного потока будет $k_2 l_1 b$, где k_2 — коэффициент заполнения стальных листов в пакете. Магнитное сопротивление для постоянной составляющей магнитного потока такого участка равно:

$$r^0 = \frac{l}{\mu_0 k_2 l_1 b} [a/a, \text{сек}], \quad (2)$$

Комплексное магнитное сопротивление для переменной составляющей магнитного потока получается равным:

$$r_n = (1 + j) \frac{l \Delta}{\mu_0 k_2 l_1 b 2\beta_n} [a/a, \text{сек}], \quad \beta_n = \sqrt{-1} \quad (3)$$

где β_n — по уравнению (1). Выражение (3) нетрудно получить, используя аналитические выражения для векторов напряженностей электрического и магнитного поля для случая проникновения плоской электромагнитной волны в проводящее плоское полупространство [2]. Обозначая вещественную часть r_n через r (она равна мнимой части) и сравнивая ее с r^0 по уравнению (2), имеем:

$$r_n = (1 + j)r; \quad r = k_- r^0; \quad k_- = \frac{\beta_n}{2\beta_n} \quad (4)$$

Коэффициент k_- показывает кратность увеличения вещественной (и мнимой) части магнитного сопротивления переменного потока по отношению к магнитному сопротивлению для постоянной составляющей магнитного потока в результате скин-эффекта. Постоянная Φ^0 и переменная Φ_n составляющие магнитного потока выражаются через соот-

патстауящие мдс. с учетом полученных магнитных сопротивлений, для рассматриваемого участка магнитопровода следующим образом:

$$r^0 \Phi^0 = F^0; \quad (1 + j)r \Phi_- = F_- \quad (5)$$

Представим комплексные мдс и токи через продольные и поперечные составляющие (для первых гармоник) $F_- = F^d + jF^q$, $\Phi_- = \Phi^d + j\Phi^q$ и подставляя в (5), получаем систему уравнений

$$r^0 \Phi^0 = F^0; \quad r \Phi^d + r \Phi^q = F^d; \quad -r \Phi^d + r \Phi^q = F^q. \quad (6)$$

Вводя столбцовые матрицы для мдс $F = (F^0 F^d F^q)$ и потоков $\Phi = (\Phi^0 \Phi^d \Phi^q)$, систему (6) представляем в матричной форме $R\Phi = F$, где R — матрица магнитных сопротивлений стального участка магнитопровода, равная:

$$R = \begin{vmatrix} r^0 & 0 & 0 \\ 0 & r & r \\ 0 & -r & r \end{vmatrix}. \quad (7)$$

Для получения выражений матриц магнитных сопротивлений двух типов участков воздушного зазора машины (зоны «а» и «б»), поступаем следующим образом. Магнитное сопротивление зоны «а» воздушного зазора с точностью до первой гармонической равно:

$$r_a = r_{cp}(1 - m_1 \cos \gamma); \quad \gamma = \alpha/2, \quad (8)$$

где r_{cp} — среднее значение сопротивления зоны «а»; m_1 — первый коэффициент модуляции.

Магнитное сопротивление зоны «б» с той же точностью равно:

$$r_b = \frac{n_a}{n_b} r_{cp}(1 + m_1 \cos \gamma), \quad (9)$$

где n_a и n_b — число малых зубцов зоны «а» и «б».

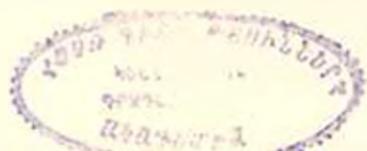
Мгновенное значение магнитного потока (учитываем постоянную составляющую и первую гармонику) зоны «а» представим в виде $\varphi(\gamma) = \Phi^0 + \Phi^d \cos \gamma + \Phi^q \sin \gamma$. Умножая это выражение на r_a уравнения (8), отделяя постоянные, косинусные и синусные члены первых гармоник и приравнявая соответственно к F^0 , F^d и F^q , получим:

$$F^0 = r_{cp}(\Phi^0 - 0,5 m_1 \Phi^d); \quad F^d = r_{cp}(-m_1 \Phi^0 + \Phi^d); \quad F^q = r_{cp} \Phi^q. \quad (10)$$

На основе (10) образуем матрицу магнитных сопротивлений зоны «а»

$$R_a = r_{cp} \begin{vmatrix} 1 & -0,5 m_1 & 0 \\ -m_1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}. \quad (11)$$

При этом столбцовые матрицы мдс и магнитных потоков того же типа, что и для стальных участков магнитопровода. Аналогично определяем матрицу магнитных сопротивлений зоны «б». На основе (9) получаем:



$$R_{\pm} = \frac{n_a}{n_b} r_{\pm} \begin{vmatrix} 1 & 0,5 m_1 & 0 \\ m_1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (12)$$

Матрицы (11) и (12) оказываются отличными от единичных матриц (магнитный скин-эффект в воздушном промежутке отсутствует) из-за того, что магнитные сопротивления воздушных промежутков зон «а» и «б» зависят от положения ротора и при его вращении оказываются функциями времени [см. уравнения (8) и (9)]. На основе полученных выражений для матриц магнитных сопротивлений вида (7), (11) и (12) составляются уравнения для определения магнитных потоков сцепленных с обмотками генератора. Для этого магнитопровод на участке одного полюсного деления возбуждения разбивается на отдельные участки в соответствии с условиями, оговоренными при выводе матриц вида (7), (11) и (12). Зная геометрию участков, для каждого вычисляются матрицы магнитных сопротивлений. Составляется эквивалентная схема для магнитных потоков (в ветвях схемы) и мде обмоток. Составляются уравнения, связывающие эти величины, исходя из уравнений Кирхгофа для схем замещения. В матричном виде такая система получает вид $R\Phi = F$, где R — блочная матрица, образованная из матриц типа (7), (11) и (12) конкретно для рассматриваемого типа генератора; Φ и F — столбцовые матрицы потоков и мде. Не останавливаясь подробно на аналитическом виде этих матриц, кратко изложим дальнейший ход расчета для получения основной системы мде с учетом магнитного скин-эффекта. Имея численное значение матрицы R , находится матрица $A = R^{-1}$ (с помощью ЭВМ). Из известных элементов матрицы A образуются две матрицы A' и B' . С помощью этих новых матриц магнитных проводимостей определяются магнитные потоки, сцепленные с обмотками генератора,

$$\Phi_{\pm a} = A' F_{\pm a} - B' F_{\pm b}^0, \quad (13)$$

где $F_{\pm b}^0$ — постоянная составляющая мде обмотки возбуждения; $\Phi_{\pm a}$ и $F_{\pm a}$ — столбцовые матрицы, равные:

$$\begin{aligned} \Phi_{\pm a} &= (\Phi_b^d \Phi_b^q \Phi_c^d \Phi_c^q \Phi_r^d \Phi_r^q); \\ F_{\pm a} &= (F_b^d F_b^q F_c^d F_c^q F_r^d F_r^q). \end{aligned} \quad (14)$$

Причем Φ_z^s , F_z^s ($z = b, c, g$; $s = d, q$) — амплитуды первых гармоник магнитных потоков и мде обмоток по продольной и поперечной осям. Кроме магнитных потоков (13), с обмотками сцеплены магнитные потоки рассеяния в лобовых и пазовых областях, а так же магнитные потоки, обусловленные падением электрического потенциала на активных сопротивлениях обмоток и нагрузочных сопротивлениях силовой обмотки. Для учета этих потоков вводим матрицы магнитных проводимостей A'' и B'' , тогда полные потоки, сцепленные с замкнутыми

контурами электрических цепей генератора, будут равны $\Phi_{\sigma 6} + (\Lambda_{\sigma}^* + G^*)F_{\sigma 6}$. Сумма всех эдс в замкнутых контурах должна равняться нулю. Для обеспечения этого условия необходимо потребовать, чтобы выполнялось равенство:

$$\Phi_{\sigma 6} + (\Lambda_{\sigma}^* + G^*)F_{\sigma 6} = 0. \quad (15)$$

Подставляя в (15) значение $\Phi_{\sigma 6}$ по уравнению (13), получим основную систему уравнений мдс с учетом магнитного скин-эффекта

$$(\Lambda_{\sigma}^* + \Lambda_{\sigma}^* + G^*)F_{\sigma 6} = B^*F_{\sigma}^0. \quad (16)$$

Если систему (16) записать через столбцовые матрицы мдс по продольной оси $F^d = (F_b^d, F_c^d, F_g^d)$ и по поперечной оси $F^q = (F_b^q, F_c^q, F_g^q)$, то она примет вид:

$$\begin{aligned} D^d F^d - D^q F^q &= -B^d F_b^0, \\ Q^d F^d + Q^q F^q &= B^q F_b^0. \end{aligned} \quad (17)$$

Система (17) дает возможность рассчитать первые гармоники мдс (продольные и поперечные) для всех трех обмоток генератора в любом установившемся режиме с учетом магнитного скин-эффекта. Матрицы активных и индуктивных сопротивлений генератора с учетом магнитного скин-эффекта получаются на базе системы (17), используя метод, развитый в работе [1]. Не приводя промежуточных преобразований, дадим окончательные выражения:

$$\begin{aligned} R^d &= \omega W Q^d W; & R^q &= \omega W D^q W; \\ X^d &= \omega W^* Q^d W; & X^q &= \omega W Q^q W, \end{aligned} \quad (18)$$

где $W = (\omega_b, \omega_c, \omega_g)$ — диагональная матрица витков. Постоянная составляющая тока возбуждения индуктирует во всех обмотках генератора первые гармоники внешних эдс, матрицы которых по продольной и поперечной осям равны:

$$E_b^d = \omega W^* B^d F_b^0; \quad E_b^q = \omega W B^d F_b^0. \quad (19)$$

Для построения векторных диаграмм необходимо пользоваться следующими матричными уравнениями:

$$E_b^q = R^q J^q - X^d J^d; \quad E_b^d = R^d J^d + X^q J^q, \quad (20)$$

где E_b^{σ} ($\sigma = d, q$) — по уравнению (19); R^{σ} и X^{σ} — по (18). Первое уравнение (20) выписано для поперечной оси, а второе — для продольной оси. С целью проведения анализа влияния магнитного скин-эффекта, выйдем систему уравнений мдс (для первых гармоник) при отсутствии скин-эффекта [1]

$$\begin{aligned} D_1 F^d - G_1 F^q - B_1 F_b^0, \\ G_1 F^d + Q_1 F^q = 0. \end{aligned} \quad (21)$$

Соответственно для этого случая внешние эдс равны:

$$E_a^d = 0; \quad E^q = \omega W B_1 F_b^0, \quad (22)$$

а матрицы активных и индуктивных сопротивлений имеют вид:

$$R = R^d = R^q = \omega W G_1 W; \quad X^d = \omega W D_1 W; \quad X^q = \omega W Q_1 W. \quad (23)$$

Сравнивая соответственно (17) с (21), (19) с (22) и (18) с (23), замечаем, что в результате магнитного скин-эффекта:

1. Во втором уравнении системы (17) правая часть отлична от нуля, вследствие чего в обмотках генератора возникают внешние эдс по продольной оси ($E_a^d \neq 0$).

2. Ввиду того, что B_1 и B^d внешние эдс по поперечной оси E_b при наличии скин-эффекта отличны от соответствующих внешних эдс при отсутствии скин-эффекта.

3. Матрицы активных сопротивлений R^d и R^q оказываются в общем случае не равными друг другу и отличны от матриц $R = R^d = R^q$ при отсутствии скин-эффекта.

4. Отличаются соответствующие матрицы индуктивных сопротивлений X^d и X^q , так как $D^d \neq D_1$ и $Q^q \neq Q_1$.

5. В количественном отношении отличия, указанные выше, могут быть незначительными, либо достигать заметных величин. Все зависит от конкретного типа машины. Расчеты, проведенные для генератора серии В114 8000 гц 100 квт, показали, что соответствующие элементы матриц D^{-d} и Q^{-d} отличаются друг от друга в четвертом знаке после запятой. То есть при учете скин-эффекта R^d и R^q практически равны друг другу, но заметно отличаются от $R = R^d = R^q$, которые вычислены без учета скин-эффекта.

Приведем численные значения разности матриц (с точностью до четвертого знака после запятой) в относительных единицах (за базу принята величина $i_{ср}/4p_b$).

а. Разности матриц, которые обуславливают активные сопротивления [см. уравнения (18) и (23)]:

$$D^{-d} - G_1^{-d} = Q^{-d} - G_1^{-d} = \begin{vmatrix} 0,768 & 0,215 & 0,384 \\ 0,215 & 0,075 & 0,107 \\ 0,384 & 0,107 & 0,193 \end{vmatrix}. \quad (24)$$

Разности оказываются положительными, следовательно, активные сопротивления при скин-эффекте увеличиваются.

б. Разности матриц, которые обуславливают X^d .

$$D^{-1} - D_1^{-1} = - \begin{vmatrix} 0,545 & 0,168 & 0,272 \\ 0,168 & 0,052 & 0,084 \\ 0,272 & 0,081 & 0,136 \end{vmatrix}. \quad (25)$$

в. Разности матриц, которые обуславливают X^q .

$$Q^{-1} - Q_1^{-1} = - \begin{vmatrix} 0,745 & 0,216 & 0,372 \\ 0,216 & 0,078 & 0,108 \\ 0,372 & 0,108 & 0,186 \end{vmatrix}. \quad (26)$$

Разности (25) и (26) оказываются отрицательными, откуда следует, что матрицы индуктивных сопротивлений X^d и X^q из-за скин-эффекта уменьшаются.

г. Разности матриц, которые обуславливают внешние эдс [см. уравнения (19) и (22)].

$$B^{-1} - B_1^{-1} = - \begin{vmatrix} 0,041 \\ 0,036 \\ 0,021 \end{vmatrix}; \quad B^{-1} - 0 = - \begin{vmatrix} 0,021 \\ 0,021 \\ 0,011 \end{vmatrix}, \quad (27)$$

где 0 — нулевая столбцовая матрица. В данном случае скин-эффект приводит к уменьшению внешних эдс E_1^q и возникновению дополнительных эдс E_2^q .

б. В режиме идеального КЗ (активные сопротивления обмоток принимаются равными нулю) при наличии магнитного скин-эффекта, в генераторе, кроме продольных составляющих тока, имеются отличные от нуля поперечные составляющие тока. Это следует из (17), так как для такого режима $D^q \neq 0$ и $Q^d \neq 0$. В то время, как в генераторе без учета магнитного скин-эффекта в режиме идеального КЗ поперечные составляющие токов равны нулю, так как $G_1 = 0$ [см. уравнение (21)].

В заключение введем понятие эксопротивлений. Матричные уравнения (20) не очень удобны для построения векторных диаграмм, так как при построении векторной диаграммы той или иной обмотки α ($\alpha = b, c, g$) приходится оперировать токами всех обмоток. Это обстоятельство можно при некоторых условиях обойти, если при построении векторной диаграммы для данной обмотки использовать ток только данной обмотки и оперировать активными и индуктивными эксопротивлениями этой же цепи. Обозначим элементы матриц (18) R^z и X^z ($z = d, q$) соответственно $r_{\alpha\beta}^z$ и $x_{\alpha\beta}^z$ ($\alpha, \beta = b, c, g$). Активные эксопротивления зададим уравнением

$$r_{\alpha}^z = r_{\alpha\alpha}^z + \sum_{\beta \neq \alpha} r_{\alpha\beta}^z \frac{I_{\beta}^z}{I_{\alpha}^z}, \quad (28)$$

а индуктивные эксопротивления — уравнением

$$x_{\alpha}^z = x_{\alpha\alpha}^z + \sum_{\beta \neq \alpha} x_{\alpha\beta}^z \frac{I_{\beta}^z}{I_{\alpha}^z}. \quad (29)$$

В (28) и (29) индексы пробегают значения $\alpha = d, q$; $\alpha, \beta = b, c, g$. Тогда для цепи обмотки α уравнения (20) примут вид:

$$E_{\alpha}^{\beta} = r_{\alpha}^{\beta} j_{\alpha}^{\beta} - x_{\alpha}^{\beta} j_{\alpha}^{\alpha}; \quad E_{\alpha}^{\alpha} = r_{\alpha}^{\alpha} j_{\alpha}^{\alpha} + x_{\alpha}^{\alpha} j_{\alpha}^{\beta} \quad (\alpha = b, c, g). \quad (30)$$

Вычитывая из соответствующих экасопротивлений силовой цепи ($\alpha = c$) сопротивления внешней нагрузки, а из экасопротивлений цепи возбуждения ($\alpha = b$) — сопротивления внешней цепи (за зажимами обмотки возбуждения), получим машинные экасопротивления силовой обмотки и обмотки возбуждения. Экасопротивления демпферной цепи ($\alpha = g$) совпадают с машинными экасопротивлениями демпферной обмотки, так как она всегда замкнута на себя. Расчеты показывают, что машинные экасопротивления меняются незначительно (несколько %) при изменении нагрузочных режимов генератора в широких пределах. Поэтому при построении векторных диаграмм с погрешностью в 5—6% рекомендуется использовать машинные экасопротивления.

ЕрПН им. К. Маркса

Поступило 3.VII.1971

Գ. Լ. ԱՐԵՇՅԱՆ

ԲԱՐՔԱՆՈՂ ՀՈՍՔՈՎ ԸՆԴՈՒԿՏՈՐԱՅԻՆ ԳԵՆԵՐԱՏՈՐՆԵՐՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԴԵՄՓԵՐՆԱԿԱՆ ՍԿԻՆ-ԼՖԵԿԿՆԵ ԸՆԴՈՒԿՆԵՐԻ ԱՆՍԵՆՏՆԵՐԻ ՏԵՄՈՒԹՅՈՒՆ

Ա Վ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հարվածում դիտվում է մագնիսական սկին-էֆեկտի ազդեցությունը եղջիված գեներատորների աշխատանքի վրա: Ուժեղ արտաճալոված սկին-էֆեկտի դեպքում ցույց է տրված մշու-ների հիմնական նավասարտմների կազմման հղանակը: Բերված են տեղիվ ու ինդուկտիվ զիմադրությունների և արտաքին էլշու-ների մատրիցաների արտաճալությունները: Այդ մատրիցաները համեմատվում են առանց սկին-էֆեկտը հաշվի առնելիս ստացված համապատասխան մատրիցաների հետ: Վեկտորական դիպրամաների կառուցումը հեշտացնելու համար մացվում են տեղիվ և ինդուկտիվ էկադիմադրությունների հասկացությունները:

Л И Т Е Р А Т У Р А

- 1 Арешян Г. Л. Теория установившихся процессов индукторных генераторов с пульсирующим потоком, ДАН АрмССР, т. 58, 1974.
- 2 Физические основы электротехники, под общей редакцией К. М. Полякова, ГЭИ, М., 1950.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Н. Г. НИКИЯН

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ПОТЕРИ В СТАЛИ СТАТОРА
ЯВНОПОЛЮСНОЙ СИНХРОННОЙ МАШИНЫ ПРИ
НЕСИММЕТРИЧНЫХ И НЕСИНУСОИДАЛЬНЫХ
ТОКАХ СТАТОРА

Несимметричные трехфазные и выпрямительные нагрузки приводят к появлению в обмотках статоров синхронных машин токов обратной последовательности и высших гармоник тока. При этом возникают несинхронные магнитные поля, которые вызывают дополнительные потери в стали и обмотках статора и ротора. С точки зрения дополнительных потерь ток обратной последовательности можно рассматривать как гармонику тока статора, создающую обратно-синхронное поле.

Ввиду синусоидального распределения обмотки статора полюсное деление основной гармоники н.с. равно полюсному делению машины. При несинусоидальном токе, как показали исследования, в кривой тока наиболее сильно могут быть выражены гармоники до 7-й включительно, причем величина их может достигать до 30% основной гармоники.

Точный расчет дополнительных потерь в стали статора может быть выполнен на основе расчета магнитного поля токов высших гармоник. Такой расчет представляет собою весьма сложную и трудоемкую задачу. Однако согласно приближенной оценке [1, 2] дополнительные потери в стали статора невелики по сравнению с основными потерями. Поэтому является допустимым более простое приближенное определение этих дополнительных потерь.

Магнитный поток Φ_n в спинке статора, созданный n -й гармоникой тока, можно представить в виде гармонической функции, претерпевающей вследствие магнитной и электрической несимметрии ротора амплитудную модуляцию с частотой, равной $f_n - 2p\omega_1$ (здесь p — число пар полюсов; ω_1 — синхронная скорость вращения ротора). Величину амплитуды потока в спинке статора при совпадении осей полюсов вращающегося поля с осями полюсов ротора обозначим $\Phi_{n,1}$, а при совпадении тех же осей с поперечными осями ротора — $\Phi_{n,2}$. Форма модулирующей кривой зависит от изменения магнитной проводимости вдоль полюсного деления и экранирующего действия короткозамкнутых контуров ротора.

Предположим для простоты, что модулирующая кривая представляет собой гармоническую функцию. Тогда в соответствии с [3] будем иметь:

$$\begin{aligned}\Phi_v &= \Phi_{v0} \left(1 + \frac{\Phi_m}{\Phi_{v0}} \cos 2\omega t \right) \cos \nu \omega t = \\ &= \Phi_{v0} \cos \nu \omega t + \frac{1}{2} \Phi_m \cos (\nu - 2)\omega t + \frac{1}{2} \Phi_m \cos (\nu + 2)\omega t,\end{aligned}\quad (1)$$

где $\Phi_{v0} = \frac{\Phi_{vd} + \Phi_{vq}}{2}$ — средняя амплитуда потока Φ_v ;

$\Phi_m = \frac{\Phi_{vd} - \Phi_{vq}}{2}$ — амплитуда модулирующей функции.

Определим амплитуды Φ_{vd} и Φ_{vq} . Будем считать, что нам известны: а) все размеры магнитной цепи и обмоточные данные машины; б) опытные значения эквивалентных сопротивлений машины $jX_d(js)$ и $jX_q(js)$ по осям d и q (здесь s — скольжение ротора относительно поля ν -й гармоники тока статора); в) величины гармоник фазного напряжения U_ν , либо напряжение обратной последовательности, на зажимах статора.

Составляющие ν -й гармоники тока статора по осям d и q определяются по формулам [4]:

$$I_{\nu d} = \frac{jU_\nu}{jX_d(js)};\quad (2)$$

$$I_{\nu q} = \frac{U_\nu}{jX_q(js)}.\quad (3)$$

Вначале найдем условные амплитуды магнитного потока в спинке статора, созданные токами $I_{\nu d}$ и $I_{\nu q}$, в предположении, что магнитная проницаемость стали $\mu_m = \infty$ и ротор обладает только магнитной несимметрией (на роторе отсутствуют короткозамкнутые контуры: обмотка возбуждения и успокоительная, контуры в стали полюсов). Ввиду неравномерности зазора под полюсом, разобьем полюсное деление на участки (при наличии успокоительной обмотки разбиение производится по пазам полюсного наконечника) и в пределах каждого из них зазор будем считать постоянным, равным зазору δ_k под средней частью (рис. 1,а) [5]. Для k -го участка, ограниченного углами β_{k-1} и β_k , амплитуды потоков в зазоре будут равны:

по оси d

$$\Phi_{\nu,dk} = \frac{3\sqrt{2}}{2} \frac{\omega k_{01}}{p} I_{\nu d} \mu_0 \frac{l}{\delta_k k_k} \int_{\beta_{k-1}}^{\beta_k} \cos \nu \alpha d \left(\frac{r}{2} \right);$$

по оси q

$$F_{\text{доб}} = \frac{3\sqrt{2}}{\pi} \frac{\omega k_{01}}{p} I_m \mu_0 \frac{l}{\delta_{\text{в}} k_2} \int_{\alpha-1}^{\alpha} \sin 3\alpha d \left(\frac{\pi}{2} \beta \right).$$

Здесь ω и k_{01} — число витков и обмоточный коэффициент для основной пространственной гармоника обмотки статора;

μ_0 — магнитная проницаемость воздуха;

l — активная длина стали статора;

α — полюсное деление машины;

β — угол вдоль расточки статора относительно оси симметрии полюса, э.л. ряд.

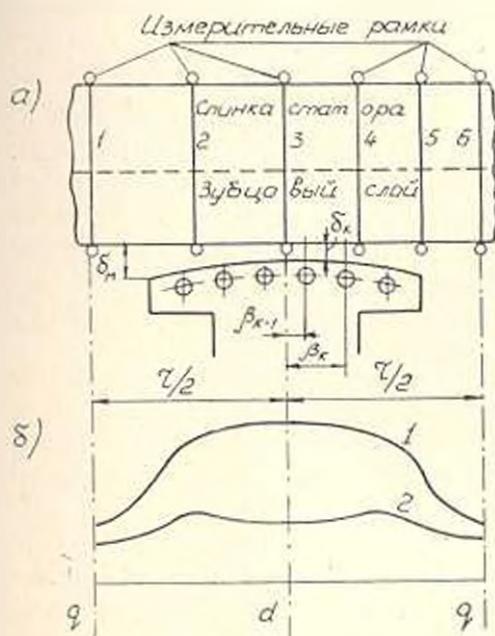


Рис. 1. Фрагмент магнитной цепи и расположение измерительных рамок на статоре (а). Модулирующая кривая магнитного потока в спинке статора (б), определенная по измерительным рамкам при токе статора $I_s = 0,2 I_n = 27 \text{ A}$:

1 — для ротора 1 при частоте $f = 50 \text{ Гц}$ ($\alpha = 1$)

2 — для ротора 2 при частоте $f = 250 \text{ Гц}$ ($\alpha = 5$)

Согласно [5] в пределах изменения угла β от $\beta = \frac{\pi}{2} \left(\alpha - 0,8 \frac{\alpha}{\tau} \right)$

до $\beta = \frac{\pi}{2}$ эквивалентный зазор междуполюсного пространства принимаем равным

$$\delta_{\text{в}} = \delta_{\text{в}} + 0,142(1 - \alpha)\tau,$$

где δ_m — максимальный зазор; α — коэффициент полюсного перекрытия.

Условные амплитуды потока в спинке статора будут равны по оси d

$$\Phi_{sd}^* = \sum_{k=1}^n \Phi_{sdk}^* \quad (1)$$

по оси q

$$\Phi_{sq}^* = \sum_{k=1}^n \Phi_{sqk}^* \quad (5)$$

где n — число участков.

При заданной n с. потоки Φ_{sd}^* и Φ_{sq}^* , определенные при отсутствии короткозамкнутых контуров на роторе, пропорциональны магнитным проводимостям реакции якоря по осям d и q (или соответственно индуктивностям со сопротивлениям x_{sd} и x_{sq}).

При наличии короткозамкнутых контуров на роторе можно считать, что результирующий поток равен потоку рассеяния этих контуров. Тогда потоку Φ_{sd} будет соответствовать обусловленное равным ему потоком рассеяния эквивалентное индуктивное сопротивление $x_{ds} - x_s$, потоку Φ_{sq} — сопротивление $x_{qs} - x_s$. Здесь x_{ds} и x_{qs} — индуктивные составляющие сопротивлений $jX_d(js)$ и $jX_q(js)$; x_s — индуктивное сопротивление рассеяния обмотки статора.

Получаем приближенно:

$$\Phi_{sd} = \Phi_{sd}^* \frac{x_{ds} - x_s}{x_{sd}} \quad (6)$$

$$\Phi_{sq} = \Phi_{sq}^* \frac{x_{qs} - x_s}{x_{sq}} \quad (7)$$

По значениям Φ_{sd} и Φ_{sq} определяем потоки Φ_{d1} и $1/2 \Phi_{d2}$, а по значениям последних — индукции B_{d1} и B_{d2} в зубцах и B_{d1a} и B_{d2a} в спинке статора.

Дополнительные потери в стали статора, обусловленные ν -й гармоникой тока, определяем как сумму потерь, вызванных в отдельности потоками Φ_{d1} и $1/2 \Phi_{d2}$, т. е.

$$\Delta P_{\nu} = (k_z p_{\nu z} G_z + k_a p_{\nu a} G_a) \nu^{1,3} + (k_z p_{\nu z} G_z + k_a p_{\nu a} G_a) |(\nu - 2)^{1,3} + (\nu + 2)^{1,3}|, \quad (8)$$

где G_z и G_a соответственно вес зубцов и спинки статора.

$p_{\nu z}$ и $p_{\nu a}$ — удельные потери в стали при частоте $f = 50$ Гц, соответствующие индукциям $B_{\nu z}$ и $B_{\nu a}$.

$p_{\nu z}$ и $p_{\nu a}$ — то же, но соответствующие индукциям $B_{\nu z}$ и $B_{\nu a}$.

Коэффициенты увеличения потерь в зубцах и спинке статора соответственно равны [6]: $k_z = 1,8$ и $k_a = 1,6$.

Расчетные и опытные исследования проводились на генераторе типа СГД 102—8 (75 кВт, 400 В, 50 Гц, 750 об/мин, сталь статора марки

Э21, толщиной 0,5 мм), имеющем роторы с шихтованными полюсами:

- ротор 1 без успокоительной обмотки,
- ротор 2 с неполной успокоительной обмоткой из меди.

Опытные исследования проводились при неподвижном роторе. К статору испытуемой машины поочередно подводились трехфазные напряжения в интервале частот 50 : 400 Гц. Обмотка возбуждения была замкнута накоротко, что близко к замыканию ее на якорь возбуждителя. Токи и напряжения имели синусоидальную форму и измерялись приборами типа Э59 (класс точности 0,5). Частота измерялась ламповым частотомером типа ИЧ-6 (класс точности 1,5).

Ток I_{Δ} в одной из фазных обмоток (например, в обмотке фазы А) измерялся при установке ротора в положение, при котором ось его полюсов совпадала с осью этой обмотки. Измерение тока I_{Δ} производилось при повороте ротора на угол ≈ 2 эл. радиан. Эти значения токов практически совпадают с расчетными [формулы (2) и (3)] в интервале частот 50 : 400 Гц.

Магнитные потоки в спинке статора измерялись с помощью рамок (рис. 1, а). Рамка № 3 была установлена по оси обмотки фазы А, рамки № 1 и № 6 — на расстоянии $\pi/2$ от рамки № 3, рамка № 5 — на расстоянии, приблизительно равном $\pi/2$, рамки № 2 и № 4 — на расстояниях, меньших $\pi/2$. Э.д.е. рамок имела практически синусоидальную форму и измерялась электронным вольтметром типа Ф531 (класс точности 0,5).

При положении ротора, указанном на рис. 1, а, рамки № 1 и № 6 измеряют поток Φ_{Δ} в спинке при совпадении осей полюсов вращающегося поля с осями полюсов ротора. Рамка № 3 измеряет поток Φ_{Δ} в спинке при совпадении осей полюсов вращающегося поля с поперечными осями ротора. Расчетные значения Φ_{Δ} практически совпадают с измеренными (рис. 2). Разница между расчетными и измеренными значениями Φ_{Δ} объясняется тем, что при наличии короткозамкнутых обмоток по оси d результирующее магнитное поле имеет сложный вихревой характер, неполностью учитываемый простым соотношением индуктивных сопротивлений [формула (6)].

При неподвижном роторе с помощью рамок определялась форма модулирующей кривой потока. Некоторые полученные кривые приведены на рис. 1, б. По измеренным потокам определялись индукции в спинке и зубцах статора. По формуле (8) были получены дополнительные потери в стали статора по расчетным и измеренным индукциям (рис. 3). Для упрощения расчета принималось, что модулирующая кривая имеет синусоидальную форму с амплитудой, равной амплитуде полученной опытной кривой. При роторе 1 разница между дополнительными потерями, определенными по расчетным и измеренным индукциям, не превышает 15%. При роторе 2 разница получается больше и обуславливается расхождением между расчетными и измеренными значениями индукций, в основном, по продольной оси.

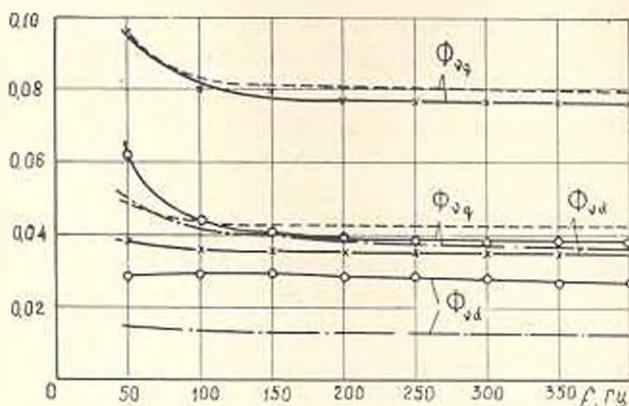


Рис. 2. Магнитные потоки в стержне статора при токе разных частот $I = 0,2 I_n$ 27 А (в долях от потока в стержне $\Phi_n = 0,93 \cdot 10^{-2}$ Вб при холостом ходе и номинальных значениях напряжения и частоты генератора)

при роторе 1: —×—×— —опыт; — — — — расчет;

при роторе 2: —○—○— —опыт; — · — · — — расчет

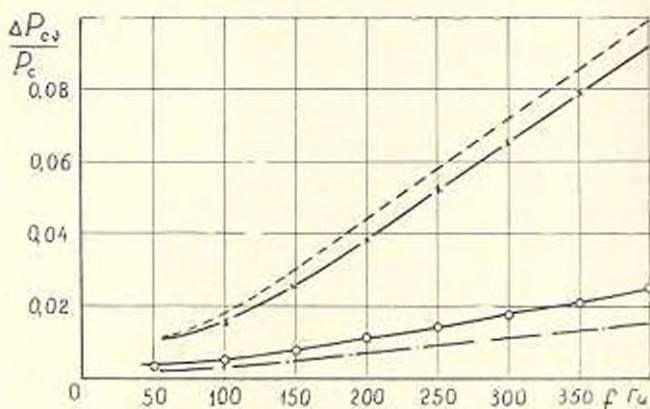


Рис. 3. Дополнительные потери в стали статора при токе разных частот $I = 0,2 I_n$ (в долях от основных потерь в стали $P_s = 1100$ Вт). Обозначения те же, что и на рис. 2

Выводы

1. Приближенный способ расчета несинхронных магнитных потоков в статоре в интервале частот 50–400 Гц дает практически приемлемую точность при слабо развитых экранирующих контурах на роторе.

2. При отсутствии успокоительной обмотки дополнительные потери в стали статора испытуемой машины, определенные положенным способом, для гармоник тока до 7-й включительно, равных $0,2 I_n$, доходят до 10% основных потерь в стали.

3. При наличии даже неполной успокоительной обмотки дополнительные потери в стали статора при тех же значениях гармоник тока снижаются до 2-3%, что не превышает погрешности расчета основных потерь в стали. Поэтому при наличии успокоительной обмотки дополнительные потери в стали статора, обусловленные несинусоидальностью тока, можно специально не рассчитывать.

ЕрIII) лм. К. Маркса

Поступило 17.IV.1974

Ն. Գ. ԿԵՐԵԱԿ

ԱՐԱՅՈՒՅԻՉ ԿՈՐԻՍՏՆԵՐԸ ԲԱՅՈՂԱՅՏ ԲԵՆՇԵՆԵՐՈՎ ՍԻՆԿՐՈՆ ԿԵՔԵՆԱՅԻ ՍՏԱՏՈՐԻ ՊՈՂՊԱՏՈՒՐ ԽՏԱՏՈՐԻ ԱՆՍԻՄԵՏՐԻԿ ԵՎ ՈՉ-ՍԻՆՈՒՍՈՒԳԱՅԻՆ ՀՈՍԱՆՔՆԵՐԻ ԳԵՊԳՈՒՐ

Ա Վ Փ Ո Փ Ո Վ

Ստատորի շտանքի բարձր հարմանիկաները սակզծում են ոչ սինխրոն շագնիսական դաշտեր, որոնք մեքենայի պողպատում և փախույթներում առաջացնում են լրացուցիչ կորուստներ: Շարադրված է ստատորի պողպատում լրացուցիչ կորուստների որոշման մոտավոր եղանակ՝ տարրեր հանդատացնող սխեմաներով ստորնիքի դեպքում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Иваница В. И. Допустимая нагрузка трехфазной синхронной машины при несимметричных и несинусоидальных токах. Изд. АН СССР, отделение техн. наук, вып. 1, 1937.
2. Афанасьев А. А. Добавочные потери в стали синхронной машины при несинусоидальной форме напряжений и токов статора. Сборник «Электрические машины и аппараты» Чувашского гос. ун-та, вып. 1, 1970.
3. Иваница Л. Р. и Колитгаров П. Л. Теоретические основы электротехники. ГЭИ, 1961.
4. Важинов А. И. Основы теории переходных процессов синхронной машины, ГЭИ, 1960.
5. Даваленис Я. Б. и Кулик Ю. А. Теория и расчет демиферных обмоток синхронных машин. Изд. АН СССР, 1962.
6. Сергеев П. С., Виноградов Н. В., Горюнов Ф. А. Проектирование электрических машин, «Энергия», 1969.

СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА

Г. А. ГОРОЯН

ВЛИЯНИЕ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ БЕТОНА
 НА ФОРМЫ СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЖЕЛЕЗОБЕТОННЫХ
 КАРКАСНЫХ ЗДАНИЙ И ФОРМИРОВАНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ
 НАГРУЗОК

В работе [1] нами проанализированы частотные уравнения малых колебаний многоэтажных железобетонных каркасных зданий с абсолютно жесткими ригелями с учетом упруго-пластических свойств бетона, т. е. нелинейной работы материала конструкции. В результате внесены уточнения в выведенной ранее [2] формуле для определения периодов первых трех тонов свободных колебаний многоэтажных каркасных зданий, учитывающие упруго-пластические свойства материала стоек особо: в пределах каждого этажа стойка рассматривается линейно упругой со своим модулем упругости.

В продолжение этих исследований, в настоящей статье рассматриваются формы свободных колебаний таких зданий (высотой до 16 этажей) при нелинейной работе материала стоек в той же интерпретации, что и в [1], а также влияние нелинейности на формирование сейсмических нагрузок: с использованием акселерограмм реальных землетрясений на примере конкретного здания сопоставлены его реакции, вычисленные с учетом нелинейной работы материала стоек и без него.

Формы свободных колебаний. Рассматривая малые колебания каркасных зданий с абсолютно жесткими ригелями, динамическую расчетную схему, как и в [1], представляем в виде невесомого консольного бруса, несущего n масс, сосредоточенных в уровнях перекрытий (рис. 1). Для определения неизвестных амплитуд колебаний C_k имеем [1] систему однородных алгебраических уравнений:

$$\left. \begin{aligned} -m_k p^2 C_k + a_k(C_k - C_{k-1}) - a_{k-1}(C_{k-1} - C_k) &= 0; \\ (k = 1, 2, \dots, n-1) \\ -m_n p^2 C_n + a_n(C_n - C_{n-1}) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где p — круговая частота свободных колебаний; a_k — жесткость k -го этажа.

При равенстве сосредоточенных масс ($m_1 = m_2 = \dots = m_n = m$) система (1) запишется в виде:

$$\left. \begin{aligned} -f_k C_{k-1} + (f_k + f_{k+1} - i) C_k - f_{k+1} C_{k+1} &= 0; \\ (k = 1, 2, \dots, n-1) \\ -f_n C_{n-1} + (f_n - i) C_n &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где через $f_k = \frac{n-k-1}{2n}$ учитываются упруго-пластические свойства бетона [1]; $i = \frac{m p^2}{a}$ — корни частотного уравнения; a — жесткость этажа при линейной работе материала стоек.

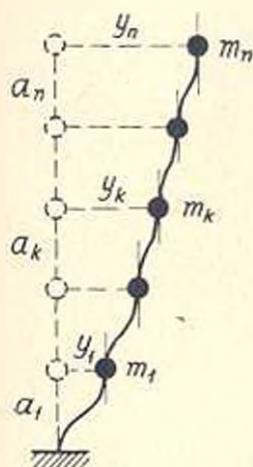


Рис. 1. Расчетная схема здания

Поскольку при нетривиальном решении системы (2) одно из ее уравнений является линейной комбинацией остальных, то, отбрасывая его (в данном случае первое) и обозначая $C_k/C_n = X_k$ ($X_n = 1$), для определения относительных амплитуд свободных колебаний r -ой формы (X_{kr}) получается система из $(n-1)$ алгебраических уравнений:

$$\left. \begin{aligned} -f_k X_{k-1} + (f_k - f_{k+1} - i_r) X_k - f_{k+1} X_{k+1} &= 0, \\ (k = 2, 3, \dots, n-1) \\ -f_n X_{n-1} + (f_n - i_r) X_n &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

При значениях первых трех корней i_r ($r = 1; 2; 3$), приведенных в [1], решена система (3) при $n = 5 \div 16$ и определены значения X_{kr} для первых трех форм, а по ним — коэффициенты форм свободных колебаний

$$\gamma_{kr} = \frac{\sum_{k=1}^n X_{kr}}{\sum_{k=1}^n X_{kr}^2}, \quad (k = 1, 2, \dots, n)$$

Пэтажные значения коэффициентов γ_{kr} приведены в табл. 1; отметим, что они получены при неизменных геометрических размерах стоек всех этажей.

Как показал анализ результатов вычислений, нелинейная работа материала стоек несколько изменяет формы свободных колебаний: по сравнению с линейной работой материала стоек, пучности и узловые точки высших форм смещаются вниз по высоте здания. Для иллюстра-

нии на рис. 2 приведены формы колебаний системы с 10-ю степенями свободы (амплитуды колебаний верхнего этажа приняты равными единице).

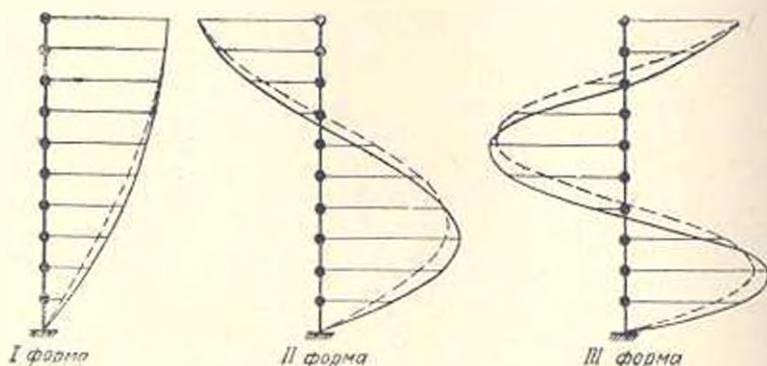


Рис. 2. Формы свободных колебаний системы с 10-ю степенями свободы
 - - - - - при линейной работе материала стоек,
 — при нелинейной работе материала стоек

Сопоставление нелинейных и линейных реакций. В работе [3] приведены линейные реакции конкретного 10-этажного железобетонного каркасного здания с абсолютно жесткими ригелями на сейсмические воздействия, вычисленные по акселерограммам четырех калифорнийских землетрясений* интенсивностью в 7—8 баллов. Для оценки влияния нелинейной работы материала стоек—упруго-пластических свойств бетона—на формирование сейсмических нагрузок, по методике, приведенной в [3], вычислены нелинейные реакции этого же здания при тех же акселерограммах.

Каркас этого здания состоит из 10 поперечных двухпролетных рам с параметрами: пролеты $h_1 = h_2 = 6,0$ м; высота ярусов $l_1 = l_2 = \dots = l_{10} = 3,3$ м; сечение всех стоек 40×50 см; бетон марки 200 ($E = 265000$ кг/см²). Массы, сосредоточенные в уровнях перекрытий, следующие: $m_1 = m_2 = \dots = m_9 = 0,520$ т, сек²/см; $m_{10} = 0,627$ т, сек²/см. Периоды первых трех форм свободных колебаний здания в его поперечном направлении, вычисленные с учетом упруго-пластических свойств бетона по [1], имеют следующие значения: $T_1 = 1,168$ сек, $T_2 = 0,368$ сек и $T_3 = 0,222$ сек; при линейной работе бетона соответствующие периоды следующие: 0,910; 0,307 и 0,187 сек.

Из-за отсутствия реальных данных о затуханиях колебаний многоэтажных каркасных зданий предположительно принимая для всех форм коэффициент затухания $\gamma_r = 0,12$, при значениях γ_{kr} по табл. 1 вычислены максимальные значения поэтажных сейсмических нагрузок и перерезывающих сил с учетом суперпозиции первых трех форм. Ре-

* Именно: 1. Ferndale, Г—60 (3. X 1941); 2. Hollister Г—21 (9. III 1949); 3. Eureka Г—10 (21. XII 1956); 4. Taft Г—70 (12. I 1951) [4].

зультаты вычислений сведены в табл. 2, где приведены и значения линейных реакций Q_0^* [3]. (Приведенные в табл. 2 максимумы перерезывающих сил имеют место в различные моменты времени). Для сопоставления нелинейных и линейных реакций рассмотрено их отношение $\eta = Q_1/Q_0^*$, графики изменения которого приведены на рис. 3.

Как видно из табл. 2 и рис. 3, при идентичных сейсмических воздействиях нелинейная работа материала стоек приводит к значительному снижению эффекта сейсмического воздействия, и оно зависит от спектрального состава землетрясения: так, если при акселерограммах №№ 1, 3 и 4 это снижение в среднем составляет порядка 25%, то при акселерограмме №2—45%.

Таблица 1

Коэффициенты форм колебаний η_{kr} железобетонных каркасных зданий с учетом упруго-пластических свойств бетона

Число этажей	Этаж	Значения η_{kr}			Число этажей	Этаж	Значения η_{kr}		
		I формы	II формы	III формы			I формы	II формы	III формы
5	1	0.441	0.322	0.184	10	1	0.241	0.210	0.185
	2	0.772	0.336	-0.027		2	0.454	0.348	0.226
	3	1.003	0.120	-0.162		3	0.639	0.394	0.121
	4	1.145	-0.141	-0.039		4	0.797	0.352	-0.047
	5	1.210	0.298	0.122		5	0.928	0.243	-0.177
6	1	0.378	0.297	0.205		6	1.033	0.096	0.209
	2	0.680	0.375	0.064		7	1.113	-0.058	-0.141
	3	0.909	0.246	-0.146		8	1.172	-0.194	-0.013
	4	1.070	0.018	-0.158		9	1.209	-0.292	0.112
	5	1.170	0.195	0.003		10	1.226	-0.342	0.187
	6	1.216	-0.315	0.146	11	1	0.221	0.195	0.175
7	1	0.332	0.272	0.209		2	0.419	0.331	0.233
	2	0.607	0.383	0.135		3	0.593	0.392	0.161
	3	0.826	0.324	-0.078		4	0.745	0.377	0.014
	4	0.993	0.150	-0.193		5	0.874	0.298	-0.131
	5	1.111	-0.059	-0.125		6	0.981	0.177	-0.209
	6	1.185	-0.232	0.040		7	1.067	0.036	0.196
	7	1.220	-0.325	0.162		8	1.134	-0.103	-0.108
8	1	0.293	0.249	0.201		9	1.182	0.220	0.016
	2	0.545	0.377	0.182		10	1.217	-0.303	0.127
	3	0.753	0.366	-0.001		11	1.227	-0.345	0.191
	4	0.920	0.215	-0.166	12	1	0.208	0.181	0.166
	5	1.048	0.066	-0.194		2	0.392	0.315	0.235
	6	1.138	-0.117	-0.086		3	0.555	0.386	0.190
	7	1.196	-0.259	0.070		4	0.700	0.391	0.066
	8	1.223	-0.333	0.173		5	0.826	0.337	-0.078
9	1	0.266	0.228	0.195		6	0.933	0.240	-0.183
	2	0.497	0.364	0.210		7	1.022	0.116	-0.216
	3	0.693	0.387	0.067		8	1.094	-0.015	-0.173
	4	0.856	0.310	-0.110		9	1.150	-0.139	-0.076
	5	0.986	0.166	-0.204		10	1.190	-0.240	0.010
	6	1.086	-0.013	-0.172		11	1.216	-0.311	0.140
	7	1.158	-0.161	-0.047		12	1.228	-0.347	0.195
	8	1.203	-0.278	0.093	13	1	0.190	0.169	0.157
	9	1.225	-0.338	0.181		2	0.363	0.299	0.234

Таблица 1 (продолжение)

Число этажей	Этаж	Значения γ_{kr}			Число этажей	Этаж	Значения γ_{lr}		
		I формы	II формы	III формы			I формы	II формы	III формы
13	3	0.518	0.377	0.211	15	4	0.594	0.395	0.171
	4	0.658	0.397	0.109		5	0.708	0.393	0.064
	5	0.780	0.364	0.026		6	0.810	0.352	0.000
	6	0.887	0.289	0.145		7	0.899	0.282	0.155
	7	0.978	0.184	0.211		8	0.977	0.189	0.212
	8	1.053	0.063	0.300		9	1.013	0.084	0.217
	9	1.114	0.058	0.147		10	1.098	0.000	0.173
	10	1.162	0.168	0.047		11	1.141	0.124	0.093
	11	1.196	0.257	0.061		12	1.179	0.212	0.002
	12	1.218	0.418	0.149		13	1.205	0.281	0.094
	13	1.229	0.349	0.197		14	1.222	0.328	0.164
						15	1.230	0.352	0.202
	14	1	0.180	0.149		0.148	16	1	0.160
2		0.342	0.285	0.230	2	0.305		0.258	0.219
3		0.489	0.366	0.225	3	0.438		0.342	0.238
4		0.622	0.398	0.144	4	0.561		0.389	0.192
5		0.712	0.382	0.022	5	0.672		0.398	0.100
6		0.846	0.325	0.100	6	0.772		0.372	0.012
7		0.937	0.238	0.188	7	0.861		0.315	0.117
8		1.014	0.131	0.220	8	0.940		0.236	0.191
9		1.079	0.017	0.193	9	1.008		0.113	0.221
10		1.131	0.091	0.120	10	1.066		0.042	0.205
11		1.171	0.192	0.021	11	1.115		0.078	0.150
12		1.201	0.270	0.079	12	1.155		0.150	0.069
13		1.220	0.324	0.157	13	1.186		0.228	0.023
14		1.229	0.351	0.200	14	1.208		0.290	0.107
15	1	0.176	0.149	0.111	15	1.223	0.332	0.170	
	2	0.328	0.271	0.225	16	1.230	0.353	0.203	
	3	0.468	0.354	0.233					

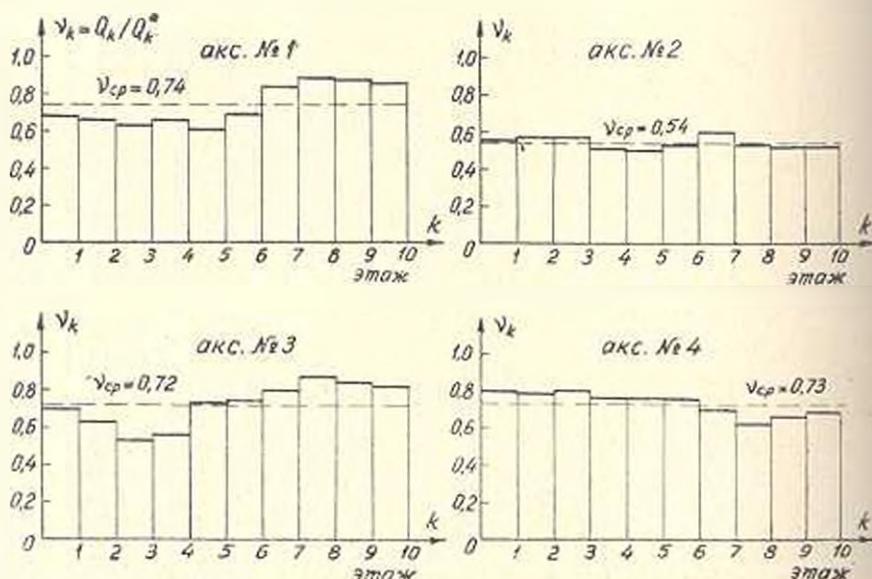


Рис. 3 К сопоставлению нелинейных и линейных реакций 10-этажного здания при акселерограммах №1 : 4

Таблица 2

Максимальные значения перерезывающих сил на все здание

Этаж (k)	по акселерограмме № 1			по акселерограмме № 2			по акселерограмме № 3			по акселерограмме № 4		
	Q _k	Q _k [*]	γ _k	Q _k	Q _k [*]	γ _k	Q _k	Q _k [*]	γ _k	Q _k	Q _k [*]	γ _k
10	65	75	0.86	81	155	0.52	215	262	0.82	50	74	0.68
9	106	120	0.88	141	274	0.52	367	437	0.84	80	122	0.66
8	127	143	0.89	198	375	0.53	470	542	0.87	93	149	0.62
7	122	140	0.84	240	450	0.60	513	639	0.80	111	163	0.70
6	101	146	0.69	261	495	0.53	591	678	0.74	135	178	0.76
5	89	145	0.61	254	510	0.50	450	632	0.73	149	196	0.76
4	92	130	0.66	272	511	0.51	408	726	0.56	155	205	0.76
3	94	149	0.63	288	509	0.57	406	762	0.53	159	198	0.80
2	110	165	0.66	302	528	0.57	496	789	0.63	177	225	0.79
1	128	165	0.68	308	547	0.56	584	838	0.70	195	244	0.80

Примечание: Q_k — перерезывающая сила в пределах высоты k-го этажа при линейной работе материала стоек, в T;
Q_k^{*} — то же при линейной работе материала ст-лек.

Однако, здесь следует оговориться, что эти результаты получены при акселерограммах короткопериодных землетрясений. При землетрясениях иных спектральных составов, в частности длиннопериодных, или же при трансформации колебаний возможно обратное — увеличение эффекта сейсмического воздействия. Тем не менее, оценивание сейсмостойкости здания следует производить по его нелинейным реакциям, так как получаемая при этом картина напряженно-деформированного состояния больше соответствует реальной работе конструкций здания при сейсмических воздействиях.

ЕрПИ им. К. Маркса

Поступило 20.VI.1974.

S. Ա. ՉՈՐՈՅԱՆ

ԲԵՏՈՆԻ ԱՌԱՎԵՂԱՆՊՈՒՍՏԻՎԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒՔՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒՔՅՈՒՆԸ ԻՐԱԿՔԻՏՈՆԵ ԿԱՐԿԱՍՈՒՅՈՒՆ ՇԵՆՔԵՐԻ ԱԶԱՏ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՉԵՎԵՐԻ ԵՎ ՍԵՅՍՄԻԿ ԲԵՌՆՎԱԾՔՆԵՐԻ ԿԱԶՄԱՎՈՐՄԱՆ ՎՐԱ

Ա մ փ ո փ ո մ

Հարգածում ուսումնասիրված են բացարձակ կոշտ պարզունակներով բազմահարկ կարկասային շենքերի ազատ տատանումների ձևերը: Կանգնակների նյութի՝ բետոնի, առաձգա-պլաստիկական հատկությունները հաշվի են առնված առանձնացած կերպով: յուրաքանչյուր հարկի սահմաններում կանգնակը դիտված է որպես զծայնորեն առաձգական՝ իրեն առաձգականության մոդուլով: Բերված են միեւն 16 հարկ բարձրություն ունեցող շենքերի ազատ տատանումների առաջին երեք ձևերի գործակիցների արժեքներն ըստ հարկերի:

Այնուհետև պիտի և ոչ-զժայռության ազդեցությունը սեյսմիկ բեռնվածքների կազմավորման վրա: Օդաազորձկով 7—8 բալլ սեյսմության կալիֆորնիական շորս երկրաշարժերի ակտիվությունները, հաշվված և համադրված են 10-հարկանի կոնկրետ շենքի ոչ-զժայռն ու զժայռն սեպտիկները: Համադրումը ցույց է տվել, որ ոչ-զժայռության հաշվառքը բերում է սեյսմիկ էֆեկտի նվազեցման 25—45%, սահմաններում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гороян Т. А. К определению периодов свободных колебаний железобетонных каркасных зданий с учетом упруго-пластических свойств бетона. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 4, 1974.
2. Гороян Т. А., Хачиян Э. Е. К изучению сейсмостойкости железобетонных каркасных зданий повышенной этажности. Доклады Всесоюзного совещания по сейсмостойкому строительству в Алма-Ате, Ереван, 1967.
3. Гороян Т. А., Хачиян Э. Е. Анализ реакций многоэтажных каркасных зданий на сейсмические воздействия по акселерограммам сильных землетрясений. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXIV, № 4, 1971.
4. Меусведев С. В. Инженерная сейсмология. Госстройиздат, 1962.

ГИДРАВЛИКА

Р. М. РАФАЭЛЯН

К ВОПРОСУ О НЕУСТАНОВИВШЕМСЯ ДВИЖЕНИИ В
 ТРУБОПРОВОДЕ, СОПРОВОЖДАЮЩЕМСЯ
 ОТРЫВОМ ПОТОКА

По расчету гидравлического удара, начинающегося понижением давления, имеется ряд работ [1, 2, 3], где, исходя из волновой теории, дается оценка величины максимального давления в случае образования разрыва сплошности потока в начале трубопровода. При решении этой задачи возникает необходимость исследования состояния кавитирующей полости. В настоящей работе, исходя из уравнения состояния кавитирующего объема и модели несжимаемой жидкости, получены формулы, описывающие процесс изменения давления у задвижки после внезапного прерывания потока. Результаты этих расчетов сопоставлены с экспериментом.

Одномерное неустановившееся движение в трубопроводе формулируется следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{k}{2d} v^2 - g \sin \alpha; \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} = 0.$$

Интегрируя систему (1) от $x = x_1(t)$ до $x = L$ при граничных условиях:

$$x = x_1(t); \quad p = p_k \left(\frac{x_0}{x_1} \right)^n;$$

$$x = L; \quad p = p_{at},$$

после несложных преобразований получим уравнение, описывающее движение воды в трубопроводе от задвижки после разрыва потока.

$$\frac{dv}{dt} + \frac{k}{2d} v^2 = \frac{p_k \left(\frac{x_0}{x_1} \right)^n - p_{at} - p_{ст}}{\rho(L - x_1)}, \quad (2)$$

где v — скорость воды; p_{at} , $p_{ст}$, p_k — давления атмосферное, статическое и в кавитации; n — показатель политропы; ρ — плотность воды; x_0 , x_1 — размеры полости разрыва; L — длина трубопровода.

Принимается, что при внезапном закрытии задвижки у последней образуется начальная кавитирующая полость размера x_0 , подвергающаяся расширению, а затем сжатия по закону политропы.

Уравнение (2) в безразмерных координатах $\zeta = \frac{x_1}{L}$,
 $\tau = t \sqrt{\frac{2g(H_{cr} + 10)}{L^2}}$, $u = \left(\frac{d\zeta}{d\tau}\right)^2$ при $\zeta \ll 1$ примет вид:

$$\frac{du}{d\zeta} + Au = \left[A_1 \left(\frac{\zeta_0}{\zeta}\right)^n - 1 \right] (1 + \zeta), \quad (3)$$

где

$$A = \frac{\lambda L}{d}; \quad A_1 = \frac{p_k}{p_{a1} + p_{c1}}.$$

Решением этого неоднородного уравнения при начальных условиях $\zeta = \zeta_0$, $u = u_0$ будет:

$$u = \left(\frac{d\zeta}{d\tau}\right)^2 = e^{-A\zeta} \left[\int \left[A_1 \left(\frac{\zeta_0}{\zeta}\right)^n - 1 \right] (1 + \zeta) e^{A\zeta} d\zeta + \left(\frac{d\zeta}{d\tau}\right)_0^2 e^{A\zeta_0} \right]. \quad (4)$$

Произведя интегрирование, при $\zeta \ll 1$ получим:

$$\left(\frac{d\zeta}{d\tau}\right)^2 = e^{-A\zeta} \left[\frac{A_1 \zeta_0^n}{1-n} (\zeta^{1-n} - \zeta_0^{1-n}) + \frac{A_1 \zeta_0^n}{2-n} (\zeta^{2-n} - \zeta_0^{2-n})(1+A) - (\zeta - \zeta_0) + \right. \\ \left. + A_1 A \zeta_0^n \frac{\zeta^{3-n} - \zeta_0^{3-n}}{3-n} - (1+A) \frac{\zeta^2 - \zeta_0^2}{2} + \left(\frac{d\zeta}{d\tau}\right)_0^2 e^{A\zeta_0} \right]. \quad (5)$$

Приравняв безразмерную скорость $\frac{d\zeta}{d\tau}$ к нулю, из (5) можно определить максимальное значение перемещения ζ_m колонны жидкости от задвижки. После остановки начнется обратное ее перемещение, что приведет к сжатию паровоздушной полости.

Движение в обратном направлении описывается уравнением

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\lambda}{2d} v^2 = \frac{p_k \left(\frac{x_2}{x_1}\right)^n - p_{a1} - p_{c1}}{\rho(L - x_1)} \quad (6)$$

при начальном условии $x_1 = x_m$, $\frac{dx_2}{dt} = 0$.

В безразмерных переменных u , ζ уравнение (6) и начальное условие имеют вид:

$$\frac{du}{d\zeta} - Au = \left[A_1 \left(\frac{\zeta_0}{\zeta}\right)^n - 1 \right] (1 + \zeta); \quad (7)$$

$$\zeta = \zeta_m; \quad u = 0.$$

Решение этого неоднородного уравнения получим аналогичным образом.

$$u = \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 = e^{\lambda t} \left[\frac{\tau_0^n (\tau_1^{1-n} - \tau_m^{1-n}) A_1}{1-n} - (\tau_0 - \tau_m) + \frac{A_1 \tau_0^n}{2-n} (1-A) (\tau_0^{2-n} - \tau_m^{2-n}) + \right. \\ \left. + A \frac{\tau_0^{2-n} - \tau_m^{2-n}}{2} - A_2 A_1 \tau_0^n \frac{\tau_0^{3-n} - \tau_m^{3-n}}{3-n} \right]. \quad (8)$$

Во втором периоде движения (после вторичного отрыва от задвижки) справедливы следующие выражения, описывающие движение в прямом и обратном направлениях.

$$\left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 = e^{-\lambda t} \left[A_2 \tau_{1\text{min}}^n \frac{\tau_1^{1-n} - \tau_{1\text{min}}^{1-n}}{1-n} + \frac{\tau_1^{2-n} - \tau_{1\text{min}}^{2-n}}{2-n} A_2 \tau_{1\text{min}}^n (1-A) - (\tau_1 - \tau_{1\text{min}}) \right]; \quad (9)$$

$$\left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 = e^{-\lambda t} \left[A_2 \tau_{1\text{min}}^n \frac{\tau_1^{1-n} - \tau_{1\text{min}}^{1-n}}{1-n} + \frac{A_2 \tau_{1\text{min}}^n}{2-n} (\tau_1^{2-n} - \tau_{1\text{min}}^{2-n}) (1-A) - (\tau_1 - \tau_{1\text{min}}) \right], \quad (10)$$

где

$$A_2 = \frac{\rho_{1\text{max}}}{\rho_{\text{ст}} + \rho_{\text{ст}}}.$$

Из полученных уравнений видно, что скорость перемещения границы кавитирующей полости, а следовательно, и скорость движения столба жидкости зависят от начального размера x_0 полости.

Вообще говоря, этот параметр трудно определить экспериментальным путем. Многочисленные опыты, проведенные на экспериментальной установке в гидравлической лаборатории напорных систем АрмНИИВГИнГ, позволили установить связь вида $x_0 = f(v_0)$ (рис. 1), что дало возможность рассчитать переходный процесс в трубопроводе.

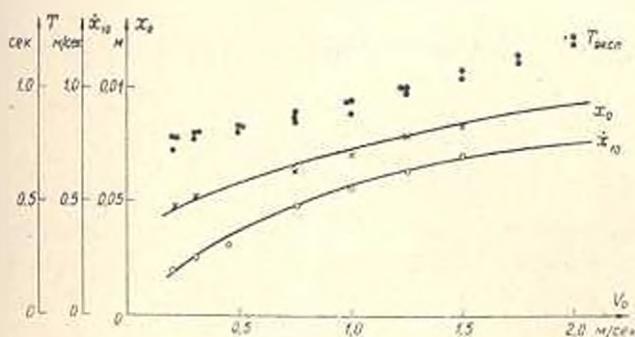


Рис. 1. Зависимость размера начальной кавитационной полости от скорости v_0 .

Уравнения (5), (8), (9) и (10), описывающие скорость расширения и сжатия кавитирующей полости, не решаются в квадратурах. Однако, если, следуя Чарному Н. А. [4], линеаризовать член, выражающий сопротивление в уравнении (2), тогда можно получить

аналитические формулы для расчета переходного процесса. В этом случае уравнение (2) сводится к виду:

$$\frac{d^2 \gamma_1}{dt^2} + 2b \frac{d\gamma_1}{dt} + k^2 \gamma_1 = 0, \quad (11)$$

где

$$2b = \left(\frac{\lambda |v|}{8z} \right)_{\text{сп}}; \quad \gamma_1 = \frac{x_1}{x_0} - 1; \quad k^2 = \frac{p_{\text{ст}} + p_{\text{ат}}}{\rho L x_0} \left(1 + \frac{x_0}{L} \right).$$

Уравнение (11) описывает свободные затухающие колебания столба жидкости в трубопроводе. Корни характеристического уравнения, соответствующего уравнению (11), комплексные, поэтому общее решение его будет иметь вид:

$$\gamma_1 = e^{-bt} (C_1 \sin \sqrt{k^2 - b^2} t + C_2 \cos \sqrt{k^2 - b^2} t). \quad (12)$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 найдем исходя из начальных условий:

$$t=0; \quad x_1 = x_0; \quad \frac{dx_1}{dt} = \left(\frac{dx_1}{dt} \right)_0 \quad (13)$$

Подставляя в (12) значения постоянных интегрирования и учитывая, что $\gamma_1 = \frac{x_1}{x_0} - 1$, найдем закон движения столба жидкости в трубопроводе в виде:

$$x_1 = x_0 \left[1 + \frac{e^{-bt}}{x_0 \sqrt{k^2 - b^2}} \left(\frac{dx_1}{dt} \right)_0 \sin \sqrt{k^2 - b^2} t \right]. \quad (14)$$

По уравнению (14), совместно с уравнением состояния $p = p_0 \frac{x_0}{x_1}$, можно определить изменение давления в зоне разрыва по формуле:

$$p(t) = \frac{p_0}{1 + \frac{e^{-bt}}{x_0 \sqrt{k^2 - b^2}} \left(\frac{dx_1}{dt} \right)_0 \sin \sqrt{k^2 - b^2} t}. \quad (15)$$

Из (15) видно, что наличие множителя e^{-bt} обуславливает затухание амплитуды давления. Период этих колебаний определяется по выражению

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{k^2 - b^2}}. \quad (16)$$

В случае, когда сила трения при движении незначительна и ею можно пренебречь, (15) примет вид:

$$p(t) = \frac{p_0}{1 + \frac{\sin kt}{x_0 k} \left(\frac{dx_1}{dt} \right)_0}. \quad (17)$$

Экспериментальная установка, на которой проводилось исследование, состояла из насоса марки 4К-12, напорного трубопровода диаметром $d=0,1$ м и длиной $L=100$ м, напорного бака, расположенного на высоте 22 м над насосом. Забор воды насосом осуществлялся из приемного бака, находящегося на 0,6 м выше оси насоса. От напорного бака через сливной трубопровод вода обратно поступала в приемный бак. Отключения насоса проводились с помощью задвижки при различных установившихся начальных скоростях от 0,22 до 2 м/сек. Давления при неустановившихся режимах измерялись датчиком ТДДМ. Чтобы можно было вести наблюдение за состоянием потока после внезапного прекращения подачи воды на начальном участке трубопровода, непосредственно за закрывающимся затвором была смонтирована трубка из оргстекла диаметром 80 мм и длиной 400 мм.

Визуальные наблюдения показали, что при внезапном прерывании потока, движущегося с малыми скоростями 0,22 : 0,45 м/сек, у задвижки наблюдается пузырьковая кавитация и выраженный разрыв потока не происходит. Дальнейшее увеличение скорости v_0 приводило при

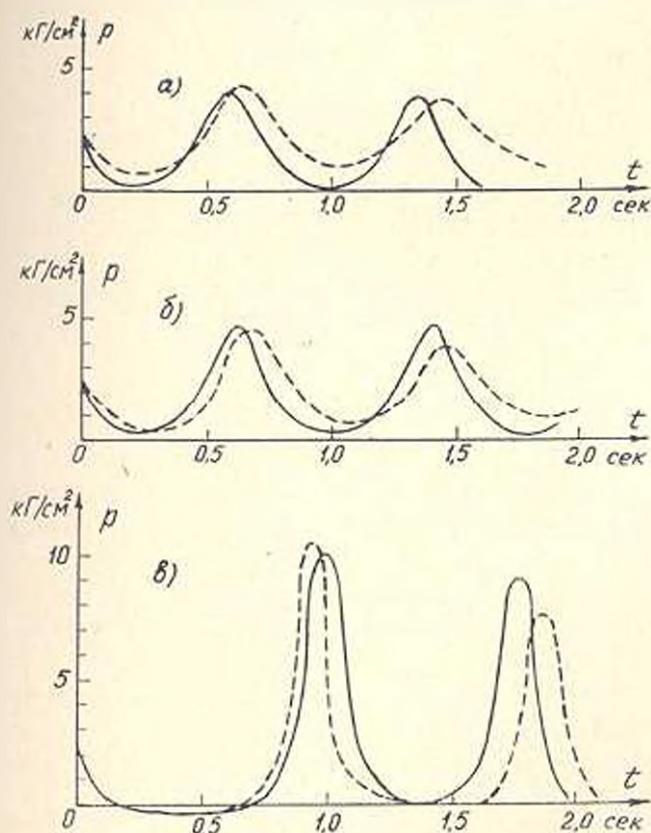


Рис. 2. Изменение давления у задвижки после прерывания потока:

а — при v_0 0,22 м/сек; x_0 0,047 м; x_{10} 0,21 м, сек;

б — при v_0 0,30 м/сек; x_0 0,51 м; x_{10} 0,25 м, сек;

в — при v_0 1,00 м/сек; x_0 0,070 м; x_{10} 0,56 м, сек;

— расчет; - - - эксперимент

прерывании потока к интенсивному образованию пустот в воде и к отрыву потока от задвижки. Характерные изменения давления для этих случаев приводятся на рис. 2. Расчет изменения давления у задвижки проводился по соотношениям (5), (8), (9) и (10) совместно с уравнением состояния при $l=1$. По этим уравнениям расчет проводился на ЭЦВМ. Для малых начальных скоростей v_0 изменение давления определялось по формуле (17). Результаты расчетов также приведены на рис. 2.

Во всем диапазоне изменения начальных скоростей v_0 определены также превышения давления Δh_2 над статическим давлением (рис. 3). Из рисунка видно, что в диапазоне скоростей $0,22 < v_0 < 0,75$ м/сек возникают давления, превышающие значения, вычисленные по формуле И. Е. Жуковского.

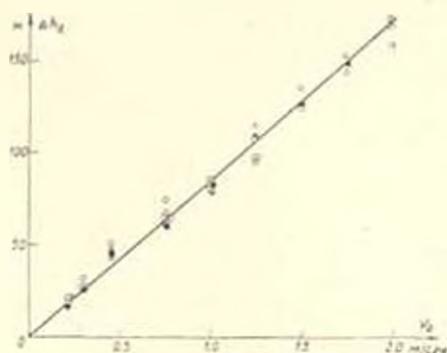


Рис. 3. Зависимость превышения давления над статическим от начальной скорости v_0 :
● — расчет; ○ — эксперимент

Выводы

1. Получены уравнения, описывающие изменение давления у задвижки и движение столба жидкости после отрыва потока в трубопроводе.
2. При небольших начальных скоростях, когда сопротивления трения незначительны, получены аналитические формулы для расчета процесса.
3. Максимальное давление, возникающее в трубопроводе при сжатии обтема кавитирующей полости, зависит от ее первоначального размера. С ее увеличением максимальные давления увеличиваются.

Բ. Մ. ԻՍԱԿԵՅԱՆ

ԽՐՈՒՎԱԿԱՇԱՐՈՒՄ ՀՈՍԱՆՔԻ ԽՉՈՒՄՈՎ ՈՒՂԵԿՅՈՂ ՉՀԱՍՏԱՏՎԱԾ ՇԱՐՔԻՄԱՆ ՀԱՐՑԻ ՇՈՒՐՋԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Երևելով անսեղմելի հեղուկի և կազիտացիոն ծավալի վիճակի հավասարումներից, հողվածում ստացվել էն հոսանքի անընդհատության խզման հետևանքով փականի մոտ տեղի ունեցող անցումային երևույթներն արտահայտող դիֆերենցիալ հավասարումներ: Այդ հավասարումների լուծումն իրականացվել է էլեկտրոնային հաշվի մեքենայի վրա:

Հաշվումների արդյունքները համեմատվել են լաբորատոր փորձերի տվյալների հետ:

Շարժման հավասարման մեջ շփման դիմադրության անդամի գծայնացման հետևանքով ստացվել էն անցումային երևույթներն արտահայտող անալիտիկ բանաձևեր:

Л И Т Е Р А Т У Р А

- 1 Указания по защите подводов от гидравлического удара М., 1961.
- 2 Сурин А. А. Гидравлический удар в наклонном трубопроводе. Труды ДИИЖТ-а, вып. 220, 1961.
- 3 Wen-Astang L. Pressure generated by cavitation in a pipe. Journal of the Engineering and Mechanics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, 1964.
- 4 Чарный Н. А. Неустойчивое движение реальной жидкости в трубах. ГИИЛ, 1951.

РАДИОТЕХНИКА

Э. С. БУРУНСУЗЯН, С. А. АКОПЯН, О. В. ЛЕОНОВ

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ
 ФУНКЦИИ ПРЕОБРАЗОВАННЫХ ЗНАКОВЫХ ПРОЦЕССОВ

В работе [1] найдена зависимость коэффициента корреляции знака смеси гармонического сигнала с гауссовым шумом и опорного сигнала частоты гармонической составляющей от отношения сигнала/шум смеси и фазы сигнала. Коэффициент корреляции знаков определяется как статистическое среднее случайной величины, представляющей из себя коэффициент корреляции знаков указанных процессов, измеренный на одном периоде опорного сигнала.

При измерении коэффициента корреляции знаков по временным реализациям (указанные процессы обладают свойством эргодичности) z будет некоторым случайным процессом.

Представляет интерес определить корреляционную функцию и коэффициент корреляции процесса, чтобы использовать их в дальнейшем для оценки точности определения коэффициента корреляции знаков при измерении последнего по реализациям конечной длины. Разброс в значениях измеренного коэффициента корреляции знаков, если измерения ведутся по реализациям одинаковой конечной длины, возрастет при уменьшении отношения сигнал/шум и максимален, когда в смеси полностью отсутствует сигнал.

Поэтому корреляционная функция процесса z будет определена в предположении, что смесь является чистым гауссовым шумом. Известно, что корреляционную функцию процесса можно определить, зная двумерную функцию распределения вероятностей [2].

$$B_z(\tau) = \int_{(A_z)} \int z_1 z_2 W_2(z_1, z_2, \tau) dz_1 dz_2 \quad (1)$$

где $B_z(\tau)$ — корреляционная функция процесса z ;
 $W_2(z_1, z_2, \tau)$ — двумерная функция распределения процесса z ;
 A_z — область изменения значений z .

Для определения $W_2(z_1, z_2, \tau)$ используем формулы преобразования плотностей вероятностей функционально связанных случайных величин.

Двумерная функция распределения фазы стационарного случайного процесса в отсутствии сигнала имеет следующий вид [2]:

$$W_2(\varphi_1, \varphi_2, \tau) = \sum_{r=0}^{\infty} A_r e^{i\tau(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (2)$$

$$|\varphi_1| \leq \pi, \quad |\varphi_2| \leq \pi$$

$$\text{где } A_r(\tau) = \frac{1 - R_0^2}{4\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma^2(n+1+r/2)}{n!(n+r)!} R_0^{2n+r};$$

$\Gamma(x)$ — гамма-функция; $R_0^2(\tau) = R_c^2(\tau) + R_s^2(\tau)$; $R_c(\tau)$ и $R_s(\tau)$ — коэффициенты корреляции.

При представлении стационарного нормального случайного процесса в виде суммы косинусной и синусной составляющих с частотой, равной резонансной частоте системы, $R_c(\tau)$ есть коэффициент корреляции, общий для амплитуд косинусной и синусной составляющих, а $R_s(\tau)$ — коэффициент взаимной корреляции амплитуд косинусной и синусной составляющих [2]. Связи их с энергетическим спектром системы выглядят так:

$$R_c(\tau) = \frac{\int_0^{\infty} F(\omega) \cos(\omega - \omega_0)\tau d\omega}{\int_0^{\infty} F(\omega) d\omega}; \quad R_s(\tau) = \frac{\int_0^{\infty} F(\omega) \sin(\omega - \omega_0)\tau d\omega}{\int_0^{\infty} F(\omega) d\omega},$$

где $F(\omega)$ — энергетический спектр системы.

Зависимость $z = f(\varphi)$, полученная в [1], в случае приема только шума не зависит от фазы опорного сигнала и имеет вид: $z = 1 - \frac{2}{\pi} |\varphi|$.

$$\text{Тогда } z_1 = 1 - \frac{2}{\pi} |\varphi_1|; \quad z_2 = 1 - \frac{2}{\pi} |\varphi_2|.$$

В силу того, что обратные функции $\varphi_1 = f(z_1)$ и $\varphi_2 = f(z_2)$ неоднозначны и имеют по две ветви, двумерная функция распределения процесса z определяется по формуле [2]:

$$W_2(z_1, z_2, \tau) = \sum_{k=1,2} W_2(\varphi_{1k}, \varphi_{2k}) \frac{\partial(\varphi_{1k}, \varphi_{2k})}{\partial(z_1, z_2)},$$

где

$$\frac{\partial(\varphi_{1k}, \varphi_{2k})}{\partial(z_1, z_2)} = \frac{\partial\varphi_{1k}}{\partial z_1} \cdot \frac{\partial\varphi_{2k}}{\partial z_2} - \frac{\partial\varphi_{1k}}{\partial z_2} \cdot \frac{\partial\varphi_{2k}}{\partial z_1}.$$

Уравнения для ветвей имеют следующий вид:

$$\varphi_{11} = \frac{\pi}{2} (1 - z_1); \quad \varphi_{12} = -\frac{\pi}{2} (1 - z_1);$$

$$\varphi_{21} = \frac{\pi}{2} (1 - z_2); \quad \varphi_{22} = -\frac{\pi}{2} (1 - z_2).$$

Тогда

$$\frac{\partial(\varphi_{1k}, \varphi_{2k})}{\partial(z_1, z_2)} = \frac{d\varphi_{1k}}{dz_1} \cdot \frac{d\varphi_{2k}}{dz_2} = \frac{\pi^2}{4}.$$

С использованием полученного, выражение двумерной функции распределения процесса z будет иметь вид:

$$W_2(z_1, z_2, \tau) = \frac{\pi^2}{4} \sum_{r=-\infty}^{\infty} A_r \left[\exp \left[ir \frac{\pi}{2} (z_2 - z_1) \right] + \exp \left[-ir \frac{\pi}{2} (z_2 - z_1) \right] + \exp \left[ir\pi - ir \frac{\pi}{2} (z_2 + z_1) \right] + \exp \left[-ir\pi + ir \frac{\pi}{2} (z_2 + z_1) \right] \right], \quad (3)$$

Используя известное соотношение $e^{-ix} = \cos x - i \sin x$, можно получить другую запись выражения функции распределения:

$$W_2(z_1, z_2, \tau) = \frac{\pi^2}{2} \sum_{r=-\infty}^{\infty} A_r \left[\cos r \frac{\pi}{2} (z_2 - z_1) + (-1)^r \cos r \frac{\pi}{2} (z_2 + z_1) \right]. \quad (4)$$

Для вычисления корреляционной функции, согласно выражению (1), удобно пользоваться записью (4).

Переменные двойных интегралов в этом случае легко разделяются, и каждый из них, представляющий из себя интеграл вида $\int_a^b x e^{ix} dx$, легко вычисляется. Вычисляя соответствующие интегралы, получим корреляционную функцию процесса z :

$$B_z(\tau) = \frac{64}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_{2m-1}}{(2m-1)^4}.$$

Для функции A_{2m-1} имеет место: $A_{2m-1} = A_{-(2m-1)}$. Используя это, будем иметь:

$$B_z(\tau) = \frac{128}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_{2m-1}}{(2m-1)^4}.$$

Коэффициент корреляции есть нормированная корреляционная функция

$$K_z(\tau) = \frac{B_z(\tau) - \bar{z}^2}{\sigma_z^2}.$$

В случае приема только шума $\bar{z} = 0$.

Дисперсия σ_z^2 равна значению корреляционной функции в точке ноль [3].

При $\tau \rightarrow 0$ $A_{2m-1}(\tau) \rightarrow \frac{1}{4\pi^2}$ и, следовательно,

$$\sigma_z^2 = B_z(0) = \frac{32}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(2m-1)^4} = \frac{32}{\pi^2} \cdot \frac{\pi^4}{96} = \frac{1}{3}.$$

Используя полученное, для коэффициента корреляции будем иметь следующее выражение:

$$K_z(\tau) = 3B_z(\tau) = \frac{384}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_{2m-1}}{(2m-1)^4}.$$

Раскрывая значение функции A_{2m-1} , выразив одновременно гамма-функцию через факториалы [4], получим:

$$B_2(\tau) = \frac{32}{\pi^2} (1-R_0^2) \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=n}^{\infty} \frac{(|2(n+m)-1|!)^2}{2^{2(n+m)} n! (2m-n-1)! (2m-1)!} R_0^{2(n+m-1)}$$

Двойные суммы в выражении для $B_2(\tau)$ можно записать по степеням R_0 и получить:

$$B_2(\tau) = \frac{32}{\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} a_k R_0^{2k-1}$$

Если обозначить

$$\frac{(|2(n+m)-1|!)^2}{2^{2(n+m)} n! (2m-n-1)! (2m-1)!} = f(n, m),$$

то для коэффициентов a_k будем иметь:

$$a_k = f(n=0, m=k) + f(n=1, m=k-1) + \dots + f(n=k-1, m=1) - \\ - f(n=1, m=k-1) - f(n=1, m=k-2) - \dots - f(n=k-2, m=1).$$

На ЭВМ вычислены значения десяти коэффициентов a_k , которые приведены в табл. 1.

Таблица 1

k	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
a_k	25 · ·10 ⁻²	3241 · ·10 ⁻³	1242 · ·10 ⁻⁶	6563 · ·10 ⁻⁶	4064 · ·10 ⁻⁶	2767 · ·10 ⁻⁶	2006 · ·10 ⁻⁶	1523 · ·10 ⁻⁶	1195 · ·10 ⁻⁶	9636 · ·10 ⁻⁷

Для практических расчетов эти десять коэффициентов ряда оказываются вполне достаточными. Действительно, скорость сходимости ряда $B_2(\tau)$ ($K_2(\tau)$) зависит от величины R_0 и минимальна при $R_0=1$ (что соответствует $\tau=0$). Коэффициент корреляции для нулевого временного сдвига также должен быть равен единице, $K_2(0)=1$. Сумма десяти членов ряда, по которому определяется K_2 , при $R_0=1$ дает величину $K_2(0)=0,973$.

Следовательно, максимально возможная погрешность при определении K_2 по ограниченному десятю членами ряду не превышает 2,7 %.

Վ. Ս. ԲՈՒՅՈՒՆՆՈՒԹՅԱՆ, Ս. Ա. ՇԱԿՈՒԲՅԱՆ, Օ. Վ. ԼԵՆՆՈՎ

ՎԵՐԱՓՈՒԵՎԱԿ ԵՇԱՆԱՅԻՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ԿՈՌՐԵԿՏԱՑԻՈՆ ՖՈՐՄԱՑԻՎԱՅԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ՀԱՐՅԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ա Վ Փ Ո Վ Ո Ւ Մ

Հողվածում ստացված են կոռելյացիան ֆունկցիան և կոռելյացիայի գործակիցը այնպիսի պատահական գրոցների համար, որի մալիմատիկական սպասումը իրենից ներկայացնում է նեղ շերտային պատայան ազմուկի և նենակային ազդանշանի կոռելյացիայի գործակիցը. բնդ որում՝ նենակային ազդանշանի հաճախությունը համընկնում է ազմուկի էներգետիկ սպեկտրի կենտրոնական հաճախության հետ: Կոռելյացիան ֆունկցիան ստացված է անվերջ շարքի տեսքով, որի տոտը գործակիցները հաշվված են էՔՉՄ միջոցով և յիտվին բալարար են գործնական հաշվարկների համար:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Բուրլուսյան Յ. Շ., Լեոնով Օ. Վ. Об одном методе определения отношения сигнал/шум, «Радиотехника и электроника», вып. 15, № 11, 1970.
2. Լեոնով Օ. Վ. Теоретические основы статистической радиотехники. Изд. «Советское радио», т. 1, 1966.
3. Բугачев В. С. Теория случайных функций. Физматгиз, М., 1962.
4. Грядиштейн Н. С., Рыжик Н. М. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений. Физматгиз, М., 1962.

ТЕХНИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

В. Е. АРУСТАМЯН

ВВЕДЕНИЕ В ЛИНЕЙНУЮ ТЕОРИЮ
 МНОГОКОЛЛЕКТОРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Интерес к многоколлекторным (МК) транзисторам в последние годы все больше и больше возрастает [1, 2]. Это объясняется тем, что МК-транзисторы, способы изготовления которых лишь недавно начали разрабатываться, обладают более широкими схемотехническими возможностями, нежели биполярные. Однако теория МК-транзисторов и вопросы их применения как у нас, так и за рубежом практически не разработаны и не освещены в литературе. Настоящая статья имеет цель восполнить этот пробел в части линейной теории МК-транзисторов.

Как известно, при анализе работы биполярного транзистора в линейном режиме отвлекаются от физических процессов, происходящих в транзисторе, и рассматривают его как некоторый активный четырехполюсник [3], характеризующийся определенным набором параметров. Линейный анализ, проведенный в данной работе, также базируется на теории многополюсников. При этом задача усложняется тем, что число возможных наборов характеристических параметров и количество самих параметров резко возрастает. Характеристические параметры, с одной стороны, должны составлять полную систему, описывающую работу транзистора в линейном режиме, а с другой стороны должны быть измеряемыми.

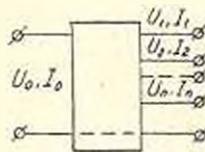


Рис. 1

На рис. 1 представлена схема многополюсника, изображающая n -коллекторный транзистор, независимо от схемы включения (ОЭ или ОБ). Так как n -коллекторный транзистор может быть представлен как $(n+2)$ -полюсник, один из полюсов которого является общим для входа и выхода (эмиттер или база), то относительно этого общего полюса могут быть написаны $n+1$ уравнений, связывающих величины узловых напряжений и контурных токов:

$$U_i = f_i(I_0, I_1, \dots, I_n) \quad i = 0, 1, 2, \dots, n; \quad (1)$$

$$I_j = \varphi_j(U_0, U_1, \dots, U_n) \quad j=0, 1, 2, \dots, n, \quad (2)$$

где I_0 и U_0 — входные ток и напряжения, соответственно;
 I_1, \dots, I_n и U_1, \dots, U_n — выходные токи и напряжения, соответственно.

Следует отметить, что соотношения (1) и (2) не единственно возможные. Можно написать множество соотношений, связывающих токи и напряжения многополюсника, однако легко показать, что любое другое соотношение, если оно не является результатом дополнительных условий, равносильно (1) или (2). В общем случае для n -коллекторного транзистора число возможных равноценных систем уравнений составляет $\frac{|2(n+1)|!}{(n-1)!(n+1)!}$. Разумеется, все эти системы не могут быть рассмотрены.

Поэтому рассмотрим только традиционные, т. е. (1) и (2), а впоследствии из остальных выберем удобную систему для определения гибридных h -параметров.

Учитывая, что при работе МК-транзистора в линейном режиме отклонения токов и напряжений малы, его можно характеризовать параметрами рабочей точки. С учетом этого, а также предполагая, что функции I_j и φ_j непрерывны, разложим (1) и (2) в ряд Тейлора в окрестности рабочей точки. Тогда системы (1) и (2) соответственно могут быть представлены в виде матриц [4]:

$$\begin{bmatrix} \Delta U_0 \\ \Delta U_1 \\ \vdots \\ \Delta U_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} z_{00} & z_{01} & \dots & z_{0n} \\ z_{10} & z_{11} & \dots & z_{1n} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ z_{n0} & z_{n1} & \dots & z_{nn} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta I_0 \\ \Delta I_1 \\ \vdots \\ \Delta I_n \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\begin{bmatrix} \Delta I_0 \\ \Delta I_1 \\ \vdots \\ \Delta I_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{00} & y_{01} & \dots & y_{0n} \\ y_{10} & y_{11} & \dots & y_{1n} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ y_{n0} & y_{n1} & \dots & y_{nn} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta U_0 \\ \Delta U_1 \\ \vdots \\ \Delta U_n \end{bmatrix} \quad (4)$$

где $\Delta U_0, \Delta U_1, \dots, \Delta U_n, \Delta I_0, \Delta I_1, \dots, \Delta I_n$ — приращения напряжений и токов соответственно; $z_{00} = \frac{\partial U_0}{\partial I_0}$ — входной импеданс при постоянном токе всех коллекторов;

$z_{ii} = \frac{\partial U_i}{\partial I_i}$ ($i = 1, 2, \dots, n$) — импеданс обратной связи от i -го коллектора ко входу при постоянных токах всех коллекторов, кроме i -го; $z_{i0} = \frac{\partial U_i}{\partial I_0}$ ($i = 1, 2, \dots, n$) — импеданс прямой передачи к i -му коллектору;

$z_{ij} = \frac{\partial U_i}{\partial I_j}$ ($i, j = 1, 2, \dots, n$) — выходные импедансы при постоянном токе всех коллекторов, кроме

i -го. При $i = j$ выходной импеданс будем называть собственным, а при $i \neq j$ — взаимным.

Аналогично могут быть определены элементы матрицы (4):

$y_{00} = \frac{\partial I_0}{\partial U_0}$ — выходная проводимость при постоянном напряжении коллек-

торов; $y_{in} = \frac{\partial I_i}{\partial U_i}$ ($i = 1, 2, \dots, n$) — проводимость обратной связи от

i -го коллектора ко входу при постоянном напряжении на всех коллекторах, кроме i -го; $y_{io} = \frac{\partial I_i}{\partial U_0}$ ($i = 1, 2, \dots, n$) — проводимость прямой передачи к i -му коллектору при постоянном напряжении коллекторов;

$y_{ij} = \frac{\partial I_j}{\partial U_i}$ ($i, j = 1, 2, \dots, n$) — выходные проводимости при коротком замыкании входа и всех коллекторов, кроме j -го. При $i = j$ выходную проводимость будем называть собственной, а при $i \neq j$ — взаимной.

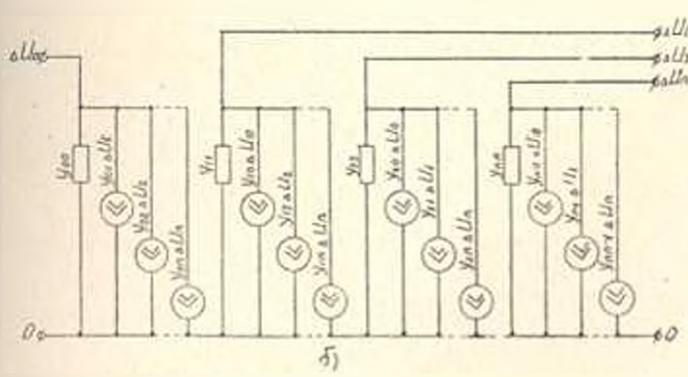
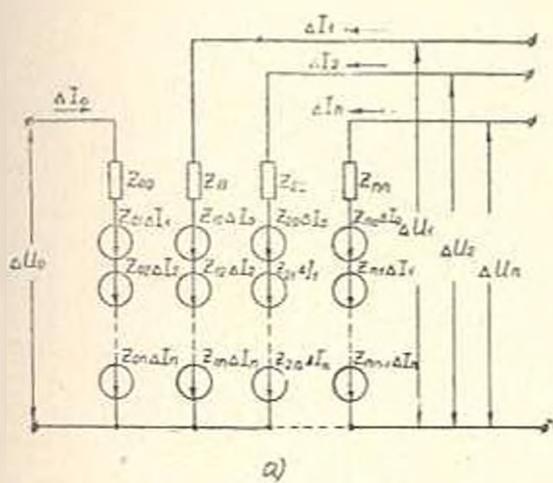


Рис. 2.

Таким образом, выражения (3) и (4) определяют по $(n-1)^2$ z - или y -параметров, соответственно, которых вполне достаточно для описания работы n -коллекторного транзистора в линейном режиме. На рис. 2, а и б приведены эквивалентные схемы замещения n -коллекторного транзистора, соответствующие выражениям (3) и (4).

Как видно из рис. 2, а и б, все генераторы в цепях коллекторов, за исключением содержащих ΔI_0 (ΔU_0), показывают влияние всех остальных коллекторов. Это означает, что посредством изменения тока или напряжения одних коллекторов можно влиять на изменение тока или напряжения других, что само по себе является новым качеством МК-транзистора и открывает широкие схемотехнические возможности перед МК-транзисторами в усилительных и других линейных схемах.

На практике, однако, определенные таким образом z - и y -параметры в некоторых случаях оказываются не совсем удобными, так как не один из них в явном виде не показывает усилительное свойство транзистора. Поэтому целесообразно для МК-транзисторов также ввести понятия гибридных h -параметров. Выбор удобной системы гибридных h -параметров достаточно сложная задача, так как она сводится к выбору удобной системы из множества $\frac{[2(n-1)]!}{(n-1)!(n-1)!}$ систем уравнений. Единственной предпосылкой для выбора системы гибридных h -параметров может служить требование отражения в ней коэффициентов усиления. Исходя из этого, выберем систему уравнений в виде:

$$U_0 = \bar{\tau}_0(I_0, U_1, U_2, \dots, U_n); \quad (5)$$

$$I_i = \bar{\tau}_i(I_0, U_1, U_2, \dots, U_n) \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (6)$$

Основываясь на предыдущих соображениях и допущениях, эти выражения можно переписать в матричной форме следующим образом:

$$\Delta U_0 = [h_{00}, h_{01}, \dots, h_{0n}] \cdot \begin{pmatrix} \Delta I_0 \\ \Delta U_1 \\ \vdots \\ \Delta U_n \end{pmatrix} \quad (5a)$$

$$\begin{pmatrix} \Delta I_1 \\ \Delta I_2 \\ \vdots \\ \Delta I_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_{10}, h_{11}, \dots, h_{1n} \\ h_{20}, h_{21}, \dots, h_{2n} \\ \vdots \\ h_{n0}, h_{n1}, \dots, h_{nn} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta I_0 \\ \Delta U_1 \\ \vdots \\ \Delta U_n \end{pmatrix} \quad (6a)$$

где

$$h_{oe} = \frac{\partial I_o}{\partial U_o} \begin{vmatrix} \Delta U_1 = 0 \\ \Delta U_2 = 0 \\ \dots \\ \Delta U_n = 0 \end{vmatrix}; \quad h_{oi} = \frac{\partial U_o}{\partial U_i} \begin{vmatrix} \Delta I_o = 0 \\ \Delta U_1 = 0 \\ \dots \\ \Delta U_i \neq 0 \\ \dots \\ \Delta U_n = 0 \end{vmatrix}; \quad i = 1, 2, \dots, n;$$

$$h_{io} = \frac{\partial I_i}{\partial U_o} \begin{vmatrix} \Delta U_1 = 0 \\ \Delta U_2 = 0 \\ \dots \\ \Delta U_n = 0 \end{vmatrix}; \quad i = 1, 2, \dots, n; \quad h_{ij} = \frac{\partial I_i}{\partial U_j} \begin{vmatrix} \Delta I_o = 0 \\ \Delta U_1 = 0 \\ \dots \\ \Delta U_j \neq 0 \\ \dots \\ \Delta U_n = 0 \end{vmatrix}; \quad i, j = 1, 2, \dots, n$$

Выражения (5а) и (6а) определяют также $(n+1)^2$ параметров, описывающих работу n -коллекторного транзистора в линейном режиме. Легко заметить, что в случае $n=1$, т. е. для биполярного транзистора, определенные выше h -параметры совпадают с таковыми, ранее для него определенными [5].

Параметр h_{oe} является входным сопротивлением при коротком замыкании всех коллекторов; h_{oi} — коэффициенты обратной передачи выходного напряжения; h_{io} — коэффициенты усиления по току при коротком замыкании всех коллекторов. Для схемы с общей базой $h_{io} = \alpha_{io}$ ($i = 1, 2, \dots, n$), а для схемы с общим эмиттером $h_{io} = \beta_{io}$ ($i = 1, 2, \dots, n$). Параметры h_{ij} представляют собой выходные проводимости; при $i=j$ — проводимость собственного коллектора без учета влияния других коллекторов, а при $i \neq j$ — смешанная проводимость, показывающая влияние напряжения i -го коллектора на ток j -го коллектора.

Сопоставление выражений (5а) и (6а) с (3) и (4) показывает, что все элементы матриц (5а) и (6а) могут быть выражены через элементы матрицы (3) или (4). Хотя с математической точки зрения все упомянутые матрицы (т. е. все системы z -, y - и h -параметров) равнозначны, однако с точки зрения технического приложения система h -параметров предпочтительнее ввиду того, что большинство из них приводится (или по крайней мере должны приводиться) в технических условиях в качестве паспортных данных. Недостатком системы h -параметров является неудобство построения эквивалентной схемы замещения на ее основе.

Во избежание усложнения дальнейшего анализа, но в то же время не нарушая общности выводов, попытаемся рассмотреть эквивалентную схему и динамические свойства транзистора для случая двух коллекторов.

Низкочастотные z - и y -параметры для схемы с общей базой. Эти параметры могут быть определены на основе статических вольтамперных характеристик. Переходя к сопротивлениям и проводимостям, т. е. заменяя, соответственно, $z_{ij} = r_{ij}$ и $y_{ij} = g_{ij}$, из выражений (3) и (4) получаем:

$$\begin{pmatrix} \Delta U_{\epsilon} \\ \Delta U_{K1} \\ \Delta U_{K2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{00} & r_{01} & r_{02} \\ r_{20} & r_{21} & r_{22} \\ r_{20} & r_{21} & r_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta I_{\epsilon} \\ \Delta I_{K1} \\ \Delta I_{K2} \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$\begin{pmatrix} \Delta I_{\epsilon} \\ \Delta I_{K1} \\ \Delta I_{K2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta U_{\epsilon} \\ \Delta U_{K1} \\ \Delta U_{K2} \end{pmatrix} \quad (9)$$

где ΔU_{ϵ} , ΔU_{K1} , ΔU_{K2} — приращения напряжений эмиттера, первого и второго коллекторов, соответственно; ΔI_{ϵ} , ΔI_{K1} , ΔI_{K2} — приращения тока эмиттера, первого и второго коллекторов, соответственно. Эквивалентные схемы замещения, соответствующие выражениям (8) и (9), приведены на рис. 3а и б. Путем преобразования системы уравнений (8) эквивалентная схема рис. 3, а может быть приведена к T -образному виду* (рис. 4).

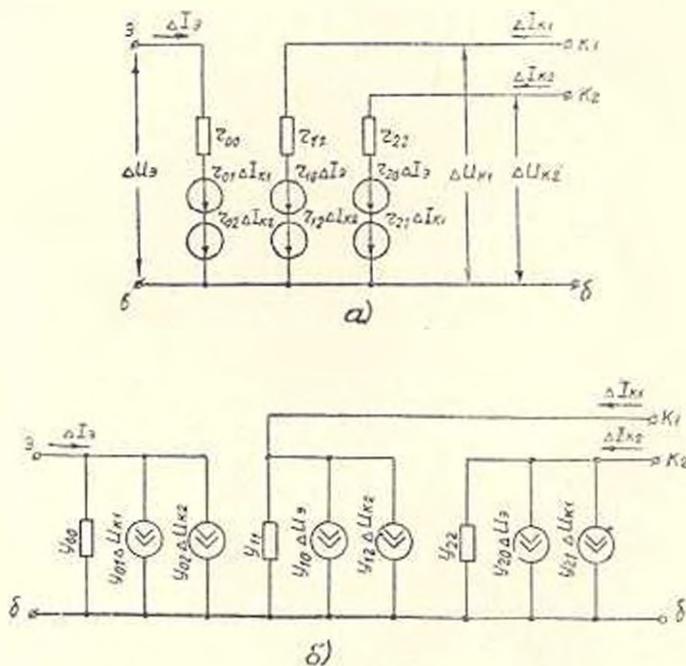


Рис. 3

* Термин « T -образный» в данном случае не совсем удачен, из-за отсутствия сходства с буквой « T ».

Параметры схемы рис. 4 через параметры схемы рис. 3, а выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 r_1 &= r_{10} - r_{01} - r_{02}; \quad r_2 = r_{01} - r_{02}; \quad r_{K1} = r_{11} - r_{01} - r_{02}; \\
 r_{K2} &= r_{21} - r_{01} - r_{02}; \quad r_r = r_{10} - r_{01} - r_{02}; \quad r'_1 = r_{20} - r_{01} - r_{02}; \\
 r_{11} &= r_{12} - r_{01} - r_{02}; \quad r'_{11} = r_{21} - r_{01} - r_{02}.
 \end{aligned}$$

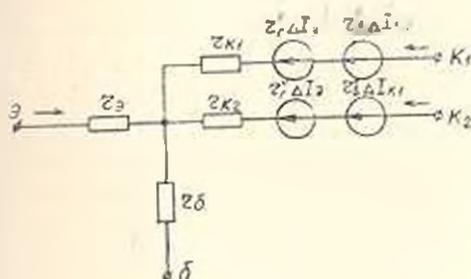


Рис. 4

Генераторы $\Delta I_{K1} r'_1$ и $\Delta I_{K2} r'_2$ отражают влияние одного коллектора на цепь другого и показывают, какую э. д. с. создает один коллектор в цепи другого.

Аналогичные эквивалентные схемы легко могут быть построены и для случая включения транзистора по схеме с общим эмиттером, как посредством r -параметров, так и посредством g -параметров.

Пользуясь теоремой Норттона [6], схему рис. 4 с последовательными генераторами напряжений преобразуем в схему с генераторами токов (рис. 5), где коэффициенты α имеют смысл коэффициентов передачи токов и выражаются так:

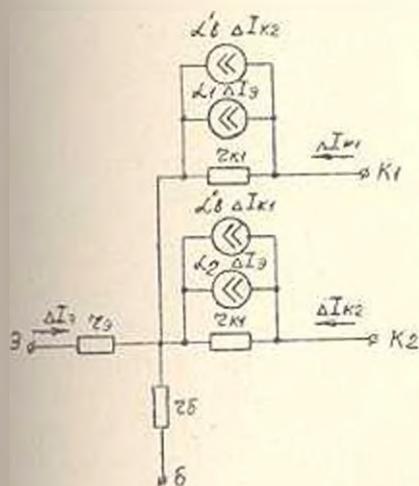


Рис. 5

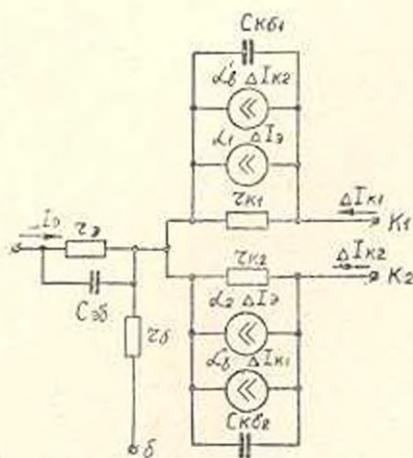


Рис. 6

$$\alpha_1' = \frac{r_{10} - r_{01} - r_{02}}{r_{11} - r_{01} - r_{02}}; \quad \alpha_2' = \frac{r_{20} - r_{01} - r_{02}}{r_{22} - r_{01} - r_{02}}, \quad (10)$$

$$\alpha_1'' = \frac{r_{12} - r_{01} - r_{02}}{r_{11} - r_{01} - r_{02}}; \quad \alpha_2'' = \frac{r_{21} - r_{01} - r_{02}}{r_{11} - r_{01} - r_{02}}. \quad (10a)$$

Коэффициенты передач токов эмиттера по коллекторам, определенные из системы уравнений (8), при коротком замыкании коллекторов имеют вид:

по первому коллектору

$$\alpha_1 = - \frac{\Delta I_{k1}}{\Delta I_3} = \frac{r_{10} - \frac{r_{20} r_{02}}{r_{22}}}{r_{11} - \frac{r_{21} r_{12}}{r_{22}}}, \quad (11a)$$

по второму коллектору

$$\alpha_2 = - \frac{\Delta I_{k2}}{\Delta I_3} = \frac{r_{20} - \frac{r_{10} r_{21}}{r_{11}}}{r_{22} - \frac{r_{11} r_{21}}{r_{11}}}. \quad (11b)$$

Поскольку транзистор работает в линейном режиме, то $r_{11}, r_{22} \gg r_{01}, r_{02}, r_{10}, r_{20}, r_{21}, r_{10}, r_{20} \gg r_{01}, r_{02}$. С учетом этого из сопоставления выражений (10) и (11) приходим к выводу, что $\alpha_1' \approx \alpha_1$ и $\alpha_2' \approx \alpha_2$. Можно аналогичным путем показать, что коэффициенты α_1'' и α_2'' совпадают со значениями коэффициентов передачи токов: второго коллектора к первому и первого ко второму, соответственно.

Высокочастотные z - и y -параметры для схемы с общей базой. По мере повышения частоты усиливаемых сигналов на параметры МК-транзистора все больше сказываются процессы перемещения носителей через базу и емкость p - n -переходов. Это приводит к возникновению сдвигов фаз токов и напряжений на входе и выходах эквивалентного многополюсника, следовательно, к частотной зависимости параметров транзистора.

Задача усложняется еще тем, что емкости p - n -переходов обычно являются сложными функциями приложенных напряжений и, строго говоря, не являются постоянными величинами. Это означает, что точный высокочастотный анализ МК-транзисторов может быть сделан на основе исследования физических процессов, происходящих в транзисторе, что само по себе весьма трудная задача. Но пока частота не очень высокая, т. е. многополюсник состоит из элементов, параметры которых можно считать сосредоточенными, высокочастотный анализ МК-транзисторов можно проводить на основе теории цепей с сосредоточенными параметрами. При этом индуктивностями элементов можно пренебречь, а емкости усреднять. С учетом этого замечания элементы матрицы выражений (3) и (4) соответственно могут быть представлены в виде [7]:

$$z_{ij} = \frac{r_{ij}}{1 + \tau_{ij}s}; \quad y_{ij} = g_{ij}(1 + \tau_{ij}s); \quad i, j = 0, 1, \dots, n, \quad (12)$$

$$\text{где} \quad \tau_{ij} = \frac{C_{ij}}{g_{ij}}; \quad \tau_{ij} = r_{ij} C_{ij}; \quad s = j\omega;$$

C_j — емкость элемента соответствующих индексов.

Возвращаясь к двухколлекторному транзистору, включенному по схеме с общей базой, выражение (8), аналогично и (9), перепишем в виде

$$\begin{bmatrix} \Delta \dot{U}_s \\ \Delta \dot{U}_{k1} \\ \Delta \dot{U}_{k2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{r_{00}}{1 + \tau_{00}s} & \frac{r_{01}}{1 + \tau_{01}s} & \frac{r_{02}}{1 + \tau_{02}s} \\ \frac{r_{10}}{1 + \tau_{10}s} & \frac{r_{11}}{1 + \tau_{11}s} & \frac{r_{12}}{1 + \tau_{12}s} \\ \frac{r_{20}}{1 + \tau_{20}s} & \frac{r_{21}}{1 + \tau_{21}s} & \frac{r_{22}}{1 + \tau_{22}s} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta \dot{I}_s \\ \Delta \dot{I}_{k1} \\ \Delta \dot{I}_{k2} \end{bmatrix} \quad (13)$$

Выражение (13) показывает, что при представлении элементов многополюсника однополюсными функциями (12) двухколлекторный транзистор характеризуется 9-ю собственными частотами $\omega_{ij} = 1/r_{ij}C_{ij}$,

$i, j = 0, 1, 2$. Однако поскольку из всех емкостей $C_{ij} = \frac{\tau_{ij}}{r_{ij}}$ наиболее

существенными являются емкости $C_{ij} = \frac{\tau_{ij}}{r_{ii}}$ ($i = 0, 1, 2$), т. е. емкости $p-n$ переходов, то выражение (13) примет вид:

$$\begin{bmatrix} \Delta \dot{U}_s \\ \Delta \dot{U}_{k1} \\ \Delta \dot{U}_{k2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{r_{00}}{1 + \tau_{00}s}, r_{01}, r_{02} \\ r_{10}, \frac{r_{11}}{1 + \tau_{11}s}, r_{12} \\ r_{20}, r_{21}, \frac{r_{22}}{1 + \tau_{22}s} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta \dot{I}_s \\ \Delta \dot{I}_{k1} \\ \Delta \dot{I}_{k2} \end{bmatrix} \quad (14)$$

Эквивалентная схема, построенная на основе системы уравнений (14), представлена на рис. 6.

В заключение отметим, что включение МК-транзистора по схеме с общим коллектором (при объединении всех коллекторов) приближает его к биполярному транзистору. Поэтому для этого случая, в первом приближении, можно использовать теорию биполярных транзисторов [3].

Վ. Ե. ԱՐՈՒՍՏԱՄՅԱՆ

ԲԱԶՄԱԿԱՎԵՏՈՐԱՅԻՆ ՏՐԱՆԶԻՍՏՈՐՆԵՐԻ ԳՐԱՅԵՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ
ՆԵՐԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ա մ փ ո փ ո մ

Դիտվում է բազմակողմեկտորային տրանզիստորների աշխատանքը զծային ռեժիմում: Բազմաբևեռ շղթաների տեսության օգտագործմամբ բնդհանրացվում են γ -, z - և h -պարամետրները, ապա՝ իրականացվում նրանց կապը բազմակողմեկտորային տրանզիստորների ֆիզիկական պարամետրների հետ, որի հիման վրա կառուցվում են ցածր և բարձր հանախությունների փոխարկման համարժեք սխեմաները:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Lin H. C. DC analysis of multiple collector and multiple emitter transistors, IEEE Journal of Solid — State circuits, 1969, Feb., V. SC — 4, №1.
2. Арустамян В. Е. и др. Транзисторно-транзисторный логический элемент И НЕ. Автор. свид. № 358786 с приоритетом 19.VII.1971. Бюллетень № 31, 1972.
3. Пауль Р. Транзисторы. Изд. «Советское Радио», М., 1973.
4. Максимович Н. Г. Линейные электрические цепи и их преобразования, Госэнергоиздат, М.—Л., 1961.
5. Нагорный Л. Я. Анализ и расчет усилительных схем. Госиздат техн. литературы, Киев, 1963.
6. Панавати Р. П. Введение в полупроводниковую электронику. Изд. «Связь», М., 1965.
7. Анализ и расчет интегральных схем. Перевод с английского. Изд. «Мир», М., ч. I, 1969.

К расчету минимума потерь активной мощности с использованием матрицы вторых частных производных от потерь. Адонц Г. Т., Авакьян А. С., Ермокова Р. А. «Известия АН АрмССР (серия Т. II.)», т. XXVII, № 5, 1974, 3—8.

Разработана методика расчета минимума потерь активной мощности, основанной на использовании не только первых частных производных от потерь мощности по регулируемым параметрам, но и матрицы вторых частных производных. Предлагаются три алгоритма расчета матрицы частных производных и приводятся примеры расчета минимума потерь системы, состоящей из четырех генераторных и четырех нагрузочных узлов.

Табл. 3. Библ. 4 назв.

УДК 621.311.21 : 621.3.019.3

Определение оптимальной периодичности проведения проверок и восстановления работоспособности гидроагрегатов. Маркрян В. М. «Известия АН АрмССР (серия Т. II.)», т. XXVII, № 5, 1974, 9—14.

Дана оценка коэффициента технического использования, характеризующего длительность работоспособного периода гидроагрегатов при эксплуатации. Приводится вывод зависимости этого коэффициента от возможных состояний функционирования агрегата на основе теоремы регенерирующих процессов. Решение задачи оптимизации представлено в виде алгоритма.

Библ. 4 назв.

УДК 621.313.12+512.831

Теория учета магнитного скин-эффекта в однофазных индукторных генераторах с пульсирующим потоком. Арешян Г. Л. «Известия АН АрмССР (серия Т. II.)», т. XXVII, № 5, 1974, 15—22.

Рассмотрено влияние магнитного скин-эффекта на работу индукторных однофазных генераторов с пульсирующим потоком. Показано: как составляется основная система уравнений МДС при сильно выраженном скин-эффекте. Даются выражения для матриц активных и индуктивных сопротивлений и для матриц внешних эдс. Эти матрицы сравниваются с соответствующими матрицами, полученными без учета скин-эффекта. Для упрощения построения векторных диаграмм вводятся понятия активных и индуктивных эксопротивлений.

Библ. 2 назв.

УДК 621.313.32+621.3.043.2

Дополнительные потери в стали статора многополюсной синхронной машины при несимметричных и несинусоидальных токах статора. Никитян Н. Г. «Известия АН АрмССР (серия Т. II.)», т. XXVII, № 5, 1974, 23—29.

Изложен приближенный способ определения дополнительных потерь в стали статора, вызванных несинхронными магнитными полями, созданными высшими гармониками тока статора. Рассмотрены потери при токах с разными усилительными системами.

Илл. 3. Библ. 6 назв.

УДК 666.972.015+699.841+691.328:539.3/4

Влияние упруго-пластических свойств бетона на формы свободных колебаний железобетонных каркасных зданий и формирование сейсмических нагрузок. Гороян Т. А. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 5, 1974, 30—36.

Исследованы формы свободных колебаний многоэтажных железобетонных каркасных зданий с абсолютно жесткими ригелями. Упруго-пластические свойства материала стоек—бетона—учитывается особо: в пределах каждого этажа стойка рассматривается линейно упругой со своим модулем упругости. Приведены поэтажные значения коэффициентов первых трех форм свободных колебаний таких зданий высотой до 16 этажей при учете нелинейности материала стоек.

Далее рассмотрено влияние нелинейности на формирование сейсмических нагрузок: используя акселерограммы четырех калифорнийских землетрясений интенсивностью в 7—8 баллов, вычислены и сопоставлены нелинейные и линейные реакции конкретного 10-этажного железобетонного каркасного здания. Сопоставление показало, что учет нелинейности приводит к снижению эффекта сейсмического воздействия на 25—45%.

Илл. 3. Табл. 2. Библ. 4 назв.

УДК 532.542+517.9+621.643.646

К вопросу о неустановившемся движении в трубопроводе, сопровождающемся отрывом потока. Рафаэлян Р. М. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 5, 1974, 37—43.

Исходя из модели несжимаемости жидкости и уравнения состояния кавитирующего объема, получены дифференциальные уравнения, описывающие переходный процесс у задвижки после внезапного прерывания потока. Решения этих уравнений реализованы на ЭЦВМ. Результаты расчетов сопоставлены с лабораторными экспериментами. Совпадение практически приемлемо. При линеаризации члена, выражающего сопротивление трению в уравнении движения, получены аналитические формулы для расчета процесса.

Илл. 3. Библ. 4 назв.

УДК 62—501.12

К вопросу определения корреляционной функции преобразованных знаковых процессов. Бурунсузьян Э. С., Акопян С. А., Леонов О. В. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 5, 1974, 44—48.

Получены корреляционная функция и коэффициент корреляции некоторого случайного процесса, математическим ожиданием которого является коэффициент корреляции знака узкополосного гауссова шума и опорного шума с частотой, равной центральной частоте энергетического спектра шума. Корреляционная функция получена в виде бесконечного ряда. Приведены значения десяти коэффициентов этого ряда.

Табл. 1. Библ. 4 назв.

УДК 621.382.3

Введение в линейную теорию многоколлекторных транзисторов. Арустамян В. Е. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 5, 1974, 49—58.

Рассматривается работа многоколлекторного транзистора в линейном режиме. Обобщаются понятия u -, z - и h -параметров, полученные на основе теории многополюсников. Осуществляется связь между этими и физическими параметрами многоколлекторного транзистора и строятся низкочастотные и высокочастотные эквивалентные схемы замещения.

Илл. 6. Биб. 7 назв.

Ր Ո Վ Ա Ն Կ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ ՈՒ Ն

Էներգետիկա

- 2. Տ. Այսուց, Ա. Ս. Ավակիմով, Թ. Տ. Սեմեկովա, Կորուստների երկրորդ մասնակի փանցյալների մատրիցայի օգտագործմամբ ախտիվ չգերաթյան կորուստների միևնույնի հաշվարկի շուրջը 3
- Վ. Ս. Խաբաբյան, Հիդրոազրեղատների աշխատանակության պտուղումների սնցկադման և վերականգնման օպտիմալ պարբերականության որոշումը 5

Էլեկտրաստիևիկա

- Յ. Է. Արևշահ, Բարխաղ հոսքով միաֆազ ինդուկտորային ղեկըատորներում մազնիսական սկիև-էֆեկտը հաշվի առնելու տեսություն 15
- Ն. Ն. Նիկիյան, Կրազուցիչ կորուստները բացահայտ բեռներով սինխրոն մեքենայի ստատորի պրոպագատում՝ ստատորի անսիմետրիկ և ոչ-սինխրոնիզացիև հոսանքների ղեկըում 23

Շինարարական մեխանիկա

- Յ. Ա. Կեռոյան, Բետոնի առաձգա-պլաստիկական հատկությունների ազդեցությունը երկաթբետոնե կարկասային շենքերի ազատ տատանումների ձևերի և սեյսմիկ բեռնըվածքների կազմավորման վրա 30

Հիդրավլիկա

- Թ. Ս. Առաքելյան, Խողովակայարում հոսանքի խզումով ուղեկցվող շատատափած շարժման հարցի շուրջը 37

Ոպիոտեխնիկա

- Է. Ս. Իստուևուզյան, Ս. Ա. Հակոբյան, Օ. Վ. Լեոնով, Վերափոխված նշանային պրոցեսների կոսեյազիոն ֆունկցիայի որոշման հարցի վերաբերյալ 44

Տեխնիկական Լեկտրոնիկա

- Ն. Ի. Աուասուրյան, Բազմակուլեկտորային սրանդիստորների գծային տեսության ներածություն 49

СОДЕРЖАНИЕ

Энергетика

- Г. Т. Адоиц, А. С. Авакимов, Р. А. Ермакова.* К расчету минимума активной мощности с использованием матриц вторых частных производных от потерь 3
- В. М. Маркарян.* Определение оптимальной периодичности проведения проверок и восстановления работоспособности гидроагрегатов 9

Электротехника

- Г. Э. Арсисян.* Теория учета магнитного скин-эффекта в однофазных индукторных генераторах с пульсирующим потоком 15
- И. Г. Никязн.* Дополнительные потери в стали статора явнополюсной синхронной машины при несимметричных и несинусоидальных токах статора 23

Строительная механика

- Г. А. Гороян.* Влияние упруго-пластических свойств бетона на формы свободных колебаний железобетонных каркасных зданий и формирование сейсмических нагрузок 30

Гидравлика

- Р. М. Рафизьян.* К вопросу о неустановившемся движении в трубопроводе, сопровождающемся отрывом потока 37

Радиотехника

- Э. С. Бурунгузян, С. А. Акопян, О. В. Левков.* К вопросу определения корреляционной функции преобразованных знаковых процессов 44

Техническая электроника

- В. Е. Арустамян.* Введение в линейную теорию многоколлекторных транзисторов. 49

