ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ
ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԵՐԻԱ
СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

Խմբագրության հասցեն՝ Երևան—1, Աբովյան փող., 15.
Адрес редакции: Ереван—1, ул. Абовяна, 15.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտ. սերիա XXIV, № 3, 1971 Серия техн. наук

ЭНЕРГЕТИКА

Г. Т. АДОНЦ

РАСЧЕТ УСТАНОВИВШЕГОСЯ РЕЖИМА МНОГОПОЛЮСНИКА, ПРЕДСТАВЛЯЕМОГО Z-ПАРАМЕТРАМИ

Для расчета установившихся режимов (у. р.) электрической системы в качестве исходных используются уравнения узловых напряжений или т. н. уравнения с Y-параметрами, где $Y = g - jb$ — комплексная проводимость. К этому же классу относятся уравнения многополюсника в форме Y, которые получаются из уравнений узловых напряжений после их эквивалентирования. Основное преимущество уравнений в форме Y заключается в том, что матрица $[Y]$ оказывается содержащей минимальное число ненулевых элементов, что приводит к возможности использования малого объема оперативной памяти ЦВМ.

Однако, уравнения в форме Y обладают и определенным недостатком, заключающимся в том, что итерации в расчетах у. р. электрической системы в ряде случаев оказываются трудно сходящимися или просто расходящимися.

В противоположность этому расчеты у. р. электрической системы, основанные на уравнениях контурных токов или т. н. уравнениях с Z-параметрами (где $Z = r + jx$ — комплексное сопротивление), оказываются лучше сходящимися. Однако, уравнения в форме Z обладают тем недостатком, что они требуют большого объема оперативной памяти ЦВМ. К этому же классу относятся уравнения многополюсника в форме Z, получаемые путем эквивалентного преобразования уравнений контурных токов.

В связи с изложенным очевидно, что в ряде случаев, например, при пользовании ЦВМ с большим объемом оперативной памяти, для расчетов у. р. электрической системы могут быть более эффективными уравнения с Z-параметрами.

Целью настоящей статьи является разработка метода расчета у. р. многополюсника, представляемого Z-параметрами. Последние могут быть получены путем эквивалентного преобразования [1] уравнений контурных токов схемы замещения системы. Z-параметры многополюсника известны в литературе также под названием узловых сопротивлений.

В предлагаемом методе используются: а) способы ускорения итерации по производным от активной и реактивной мощностей по модулям и фазам комплексных токов; б) условия теоремы сходимости итерации при решении системы нелинейных алгебраических уравнений; в) способ выбора независимых переменных, обеспечивающий преобразование исходных нелинейных и трансцендентных уравнений в расчетные нелинейные и иррациональные.

Благодаря этим приемам, предлагаемый метод обеспечивает ускоренную сходимость итерации к единственному искомому решению уравнений, описывающих у. р. системы.

Постановка задачи. Принимаются в качестве заданных: параметры r_{mk} и x_{mk} (активные и реактивные сопротивления) многополюсника с n независимыми узлами, т. е. $m, k = 1, 2, \cdots, n$; независимые переменные: активные мощности P_α, реактивные мощности Q_f, модули токов I_m и фазы токов γ_β соответственно для α, f, m, β узлов многополюсника, т. е. $\alpha, f, m, \beta = 1 \div n$ при следующих условиях: $\alpha \neq \beta$, $m \neq f$, $m \neq 1$ (где 1 — индекс узла баланса мощностей). Для этого узла принимаются в качестве заданных: величина U_1 — модуль напряжения, а также верхние и нижние границы мощностей P_1 и Q_1. Величина γ_1 определяется в процессе расчета у. р.

Принимаются в качестве искомых: активные мощности P_β, реактивные мощности Q_m, модули токов I_f, фазы комплексных токов γ_α соответственно для β, m, f, α узлов многополюсника при условиях $\alpha \neq \beta$, $m \neq f$. Модули U и фазы ψ комплексных напряжений узлов многополюсника определяются без итерации по полученным в ее результате величинам P, Q, I, γ. Для решения поставленной задачи будем пользоваться следующими уравнениями, выражениями и ограничениями.

Уравнения у. р. многополюсника в координатах I и y (где $y = \sin\gamma$):

активных мощностей узлов P_β

$$P_\beta^i = I_\beta^{i-1} \sum_{k=1}^{n} I_k^{i-1} (r_{\beta k} c_{\beta k}^{i-1} - x_{\beta k} s_{\beta k}^{i-1}); \tag{1}$$

реактивных мощностей узлов m

$$Q_m^i = I_m \sum_{k=1}^{n} I_k^{i-1} (r_{mk} s_{mk}^{i-1} + x_{mk} c_{mk}^{i-1}); \tag{2}$$

величин y для узлов α

$$y_\alpha^i = \begin{cases} \dfrac{1}{I_\alpha^{i-1} x_{\alpha\alpha}} \left[\dfrac{Q_\alpha^i}{I_\alpha^{i-1}} y_\alpha^{i-1} - f_\alpha^{i-1}(y) \right] & \text{если } Q_\alpha^i > 0 \\ \dfrac{1}{I_\alpha^{i-1} x_{\alpha\alpha} - \dfrac{Q_\alpha^i}{I_\alpha^{i-1}}} [f_\alpha^{i-1}(y)] & \text{если } Q_\alpha^i < 0; \end{cases} \tag{3}$$

модулей комплексных токов I_f для узлов f

$$I_f^i = \frac{1}{x_{ff}}\left[-\frac{Q_f}{I_f^{i-1}} - \sum_{\substack{k=1\\k\neq f}}^{n}\left(r_{fk}s_{fk}^{i} + x_{fk}c_{fk}^{i}\right)\right]. \tag{4}$$

В уравнениях (1) – (4) приняты следующие обозначения:

$$c_{\alpha k}^{i-1} = \left(\sqrt{(1-y_\alpha^2)(1-y_k^2)} + y_\alpha y_k\right)^{i-1}; \quad (\alpha = \beta,\ m,\ f)$$

$$s_{\alpha k}^{i-1} = -\left(y_\alpha\sqrt{1-y_k^2} - y_k\sqrt{1-y_\alpha^2}\right)^{i-1}; \quad (\alpha = \beta,\ m,\ f)$$

$$f_\alpha^{i-1}(y) = \left(-\frac{P_\alpha}{I_\alpha}\sqrt{1-y_\alpha^2} + \sum_{k=1}^{n} I_k r_{\alpha k}\sqrt{1-y_k^2} - \sum_{\substack{k=1\\k\neq\alpha}}^{n} I_k x_{\alpha k} y_k\right)^{i-1}.$$

Здесь и далее верхний индекс i используется в качестве номера шага итерации.

На уравнения (1) – (4) налагаются следующие ограничения:

$$-1 < y < 1; \quad s \neq \beta; \quad m \neq f. \tag{a}$$

Согласно первому из этих ограничений искомые фазы φ комплексных токов $\dot{I} = Ie^{j\varphi}$ не должны выходить за пределы $\pm\pi/2$, т. е. векторы $\dot{I}$ должны располагаться в правой полуплоскости комплексного переменного. Второе и третье неравенства представляют условие выбора независимых переменных из числа P, Q, I, φ для различных узлов многополюсника.

Для узла баланса мощностей обычно в качестве заданной величины берется модуль напряжения, а не модуль тока. В данной постановке задачи также принимается в качестве заданной величины модуль напряжения узла баланса мощностей. Однако, в расчетных уравнениях принимается заданной величина модуля тока того же узла баланса. Для обеспечения связи между заданной величиной U_β и расчетной величиной I_β вводится в состав совместно решаемых уравнений следующая зависимость между ними:

$$I_\beta^i = \frac{1}{U_\beta}\left(\sqrt{P_\beta^2 + Q_\beta^2}\right)^i, \tag{5}$$

где β — индекс узла баланса мощностей системы.

P_β, Q_β — активная и реактивная мощности узла баланса.

Учитывая связь (5), нелинейные уравнения (1) – (4) могут быть записаны в следующей форме неявных функций:

$$P_s^i = P\left(\cdots y_s^{i-1}, \cdots I_j^{i-1}, \cdots\right); \tag{1'}$$

$$Q_m^i = Q\left(\cdots y_s^{i-1}, \cdots I_j^{i-1}, \cdots\right); \tag{2'}$$

$$y_\alpha^i = y(\cdots y_\beta^{i-1}, \cdots Q_m^i, \cdots I_l^{i-1}, \cdots); \tag{3'}$$

$$I_f^i = I(\cdots y_\alpha^i, \cdots I_l^{i-1}, \cdots), \tag{4'}$$

где

$$\alpha,\ f,\ \beta,\ m = 1 \div n, \quad \alpha \neq \beta; \quad f \neq m.$$

Формулы приростов искомых переменных y_α, I_f. Рассматривая каждую из величин P_α и Q_f как функцию переменных y_k, I_k $(k = 1 \div n)$, можно записать следующие уравнения приростов:

$$\Delta P_\alpha^i = \sum_{\substack{k=1\\k\neq\beta}}^{n} \left(\frac{\partial P_\alpha}{\partial y_k}\right)^i \Delta y_k^i + \sum_{\substack{k=1\\k\neq m}}^{n} \left(\frac{\partial P_\alpha}{\partial I_k}\right)^i \Delta I_k^i;$$

$$\Delta Q_f^i = \sum_{\substack{k=1\\k\neq\beta}}^{n} \left(\frac{\partial Q_f}{\partial y_k}\right)^i \Delta y_k^i + \sum_{\substack{k=1\\k\neq m}}^{n} \left(\frac{\partial Q_f}{\partial I_k}\right)^i \Delta I_k^i,$$

где

$$\Delta P_\alpha^i = P_\alpha - P_\alpha^i; \quad \Delta y_k^i = y_k^i - y_k^{i-1}; \tag{8}$$

$$\Delta Q_f^i = Q_f - Q_f^i; \quad \Delta I_k^i = I_k^i - I_k^{i-1}; \tag{9}$$

$$\left(\frac{\partial P_\alpha}{\partial y_k}\right)^i = \begin{cases} \left[\dfrac{1}{\sqrt{1-y_\alpha^2}}\left(I_\alpha^2 x_{\alpha\alpha} - Q_\alpha\right)\right]^i & \text{при } \alpha = k \\ \left[\dfrac{1}{\sqrt{1-y_k^2}} I_\alpha I_k \left(r_{\alpha k} s_{\alpha k} + x_{\alpha k} c_{\alpha k}\right)\right]^i & \text{при } \alpha \neq k; \end{cases} \tag{10}$$

$$\left(\frac{\partial P_\alpha}{\partial I_k}\right)^i = \begin{cases} \left(\dfrac{1}{I_\alpha} P_\alpha + I_\alpha r_{\alpha\alpha}\right)^i & \text{при } \alpha = k \\ \left[I_\alpha \left(r_{\alpha k} c_{\alpha k} - x_{\alpha k} s_{\alpha k}\right)\right]^i & \text{при } \alpha \neq k; \end{cases} \tag{11}$$

$$\left(\frac{\partial Q_f}{\partial y_k}\right)^i = \begin{cases} \left[\dfrac{1}{\sqrt{1-y_f^2}}\left(-P_f + I_f^2 r_{ff}\right)\right]^i & \text{при } f = k \\ \left[\dfrac{I_f I_k}{\sqrt{1-y_k^2}} \left(r_{fk} c_{fk} - x_{fk} s_{fk}\right)\right]^i & \text{при } f \neq k; \end{cases} \tag{12}$$

$$\left(\frac{\partial Q_f}{\partial I_k}\right)^i = \begin{cases} \left(I_f x_{ff} + \dfrac{Q_f}{I_f}\right)^i & \text{при } f = k \\ I_f \left(r_{fk} s_{fk} + x_{fk} c_{fk}\right)^i & \text{при } f \neq k; \end{cases} \tag{13}$$

P_α, Q_f — заданные активные и реактивные мощности узлов α и f; P_α^i, Q_f^i — те же мощности, вычисленные по формулам (1) и (2) в функции y_α^{i-1} и I_α^{i-1}, получаемых на $(i-1)$-ом шаге итерации.

Из (6) и (7) получаются следующие формулы приростов искомых переменных δy_c и δI_ς:

$$\delta y_c^{l+1} = \frac{1}{\left(\frac{\partial P_c}{\partial y_c}\right)^l} \left[\Delta P_c^l - \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq c, \beta}}^{n} \left(\frac{\partial P_c}{\partial y_k}\right)^l \Delta y_k^l - \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq m}}^{n} \left(\frac{\partial P_c}{\partial I_k}\right)^l \Delta I_k^l \right]; \tag{14}$$

$$(c = 1 \div n, \quad c \neq \beta)$$

$$\delta I_\varsigma^{l+1} = \frac{1}{\left(\frac{\partial Q_\varsigma}{\partial I_\varsigma}\right)^l} \left[\Delta Q_\varsigma^l - \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq \beta}}^{n} \left(\frac{\partial Q_\varsigma}{\partial y_k}\right)^l \Delta y_k^l - \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq \varsigma, m}}^{n} \left(\frac{\partial Q_\varsigma}{\partial I_k}\right)^l \Delta I_k^l \right] \cdot \tag{15}$$

$$(\varsigma = 1 \div n, \quad \varsigma \neq m)$$

где c, ς — строчные индексы, приобретающие значения соответственно β и f.

Формулы (14) и (15) могут быть записаны в неявной форме:

$$\delta y_c^{l+1} = \delta_y \left| P_c^l, \ \Delta y_{\alpha}^l, \ \Delta I_f^l, \ \left(\frac{\partial P_c}{\partial y_\alpha}\right)^l, \ \left(\frac{\partial P_c}{\partial I_f}\right)^l \right|; \quad (c = 1 \div n, \ c \neq \beta) \tag{14'}$$

$$\delta I_\varsigma^{l+1} = \delta_I \left| Q_\varsigma^l, \ \Delta y_\alpha^l, \ \Delta I_f^l, \ \left(\frac{\partial Q_\varsigma}{\partial y_\alpha}\right)^l, \ \left(\frac{\partial Q_\varsigma}{\partial I_f}\right)^l \right| \cdot \quad (\varsigma = 1 \div n, \ \varsigma \neq m) \tag{15'}$$

Условия, обеспечивающие сходимость итерации к единственному решению. Для получения таких условий воспользуемся понятием о сжимающем отображении и теоремой [2] сходимости итерационного процесса при решении нелинейных уравнений вида

$$y_k = y(y_1, y_2, \cdots y_k, \cdots y_n), \quad (k = 1 \div n) \tag{16}$$

к классу которых относятся также рассматриваемые уравнения (3) и (4). Согласно этой теореме, все последовательные приближения y_α^l, I_f^l должны находиться в определенной фиксированной области. В данной задаче такой областью служит правая полуплоскость комплексного переменного I, что выражено условиями (а). Теорема требует также, чтобы m-норма [2] приращений в последовательных шагах итерации убывала по закону геометрической прогрессии; это можно выразить следующими неравенствами:

$$\|y_\alpha^{l+2} - y_\alpha^{l+1}\| \leqslant q_y \|y_\alpha^{l+1} - y_\alpha^{l}\|$$

$$\|y_\alpha^{l+3} - y_\alpha^{l+2}\| \leqslant q_y^2 \|y_\alpha^{l+1} - y_\alpha^{l}\|$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$\|y_\alpha^{l+1} - y_\alpha^{l}\| \leqslant q_y \|y_\alpha^{l} - y_\alpha^{l-1}\| \quad \text{где } c = i$$

$$\|I_f^{l+1} - I_f^{l}\| \leqslant q_I \|I_f^{l} - I_f^{l-1}\| \quad \text{где } c = i. \tag{17}$$

Здесь $0 < q_y < 1$; $0 < q_I < 1$; $y_s^{i=0}$, $I_j^{i=0}$ — начальные приближения переменных y_s и I_j, в качестве которых берутся $y_s^{i=0} = 0$ и $I_j^{i=0} = I_{j\,ном}$; $I_{ном}$ — номинальные токи узлов j системы; $\|y_s^{i=1} - y_s^{i=0}\| = \max|y_m^{i=1} - 0|$ — m-норма вектора y_s, значение которой определяется абсолютной величиной наибольшего компонента вектора после первого шага итерации; $\|I_j^{i=1} - I_j^{i=0}\| = \max|I_j^{i=1} - I_{j\,ном}|$ — m-норма вектора I_j, значение которой определяется по результатам первого шага в итерационном расчете I_j.

При соблюдении указанных условий теоремы предельные векторы

$$y_s^* = \lim_{i \to \infty} y_s^i \text{ и } I_j^* = \lim_{i \to \infty} I_j^i$$

оказываются единственным решением нелинейных уравнений (3) и (4). Остальные искомые P_s и Q_s определяются как функции найденных компонентов векторов y_s^* и I_j^*.

С учетом изложенного, условия сходимости итерации можно записать так:

$$y_s^{i+1} - y_s^i = \begin{cases} \Delta y_s^{i+1}, \text{ если } \Delta y_s^{i+1} \leqslant q_y^c M_y \\ q_y^c M_y, \text{ если } \Delta y_s^{i+1} > q_y^c M_y; \end{cases} \tag{18$_y$}$$

$$I_j^{i+1} - I_j^i = \begin{cases} \Delta I_j^{i+1}, \text{ если } \Delta I_j^{i+1} \leqslant q_I^c M_I \\ q_I^c M_I, \text{ если } \Delta I_j^{i+1} > q_I^c M_I, \end{cases} \tag{18$_I$}$$

где

$$\Delta y_s^{i+1} = y_s^{i+1} - y_s^i; \quad M_y = \max|y_s^{i=1} - y_s^{i=0}|;$$

$$\Delta I_j^{i+1} = I_j^{i+1} - I_j^i; \quad M_I = \max|I_j^{i=1} - I_j^{i=0}|;$$

c — показатель степени, приобретающий значения i;
i — индекс шага итерации.

Ускорение сходимости итерации, необходимое для расчета у. р. в малый промежуток времени, в данном методе обеспечивается рядом условий. К их числу относятся следующие:

1) Приросты искомых переменных Δy_s^{i+1} и ΔI_j^{i+1}, найденные по формулам (14) и (15), используются в качестве приращений к величинам y_s^i и I_j^i, а именно:

$$y_s^{i+1} = y_s^i + \Delta y_s^{i+1}; \tag{19}$$

$$I_j^{i+1} = I_j^i + \Delta I_j^{i+1}. \tag{20}$$

2) Полученные по (19) и (20) величины y_s^{i+1} и I_j^{i+1} используются для повторного вычисления Δy_s^{i+2} и ΔI_j^{i+2}, используемые в качестве

приращений, чем и обеспечивается новое ускорение итерации в данном цикле расчета у. р.

$$y_c^{l+2} = y_c^{l+1} + \delta y_c^{l+2}; \tag{21}$$

$$I_\varphi^{l+2} = I_\varphi^{l+1} + \delta I_\varphi^{l+2}, \tag{22}$$

где δy_c^{l+2} и δI_φ^{l+2} — результаты расчета по формулам (14) и (15), в которых в качестве исходных используются y_c^{l+1} и I_φ^{l+1}.

3) Расчетные формулы (14) и (15), при помощи которых вычисляются δy и δI, используемые для ускорения итерации по (19) ÷ (22), несколько упрощаются и приобретают следующий вид:

$$\delta y_c^{l+1} = \frac{1}{\left(\dfrac{\partial P_c}{\partial y_c}\right)^l} \left[\Delta P_c^l - \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq c,\beta}}^{n} \left(\frac{\partial P_c}{\partial y_k}\right)^l \Delta y_k^l \right]; \quad (c = \alpha,\ \alpha \neq \beta) \tag{23}$$

$$\delta I_\varphi^{l+1} = \frac{1}{\left(\dfrac{\partial Q_\varphi}{\partial I_\varphi}\right)^l} \left[\Delta Q_\varphi^l - \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq m,\varphi}}^{n} \left(\frac{\partial Q_\varphi}{\partial I_k}\right)^l \Delta I_k^l \right], \quad (\varphi = f,\ \varphi \neq m) \tag{24}$$

если выполняются следующие условия: а) вычислениям δy_c предшествуют два последовательных шага расчета P_c и y_c по уравнениям (1) и (3) с использованием неизменных величин I_f, б) вычислениям δI_f предшествуют два последовательных шага расчета Q_m и I_f по уравнениям (2) и (4) с использованием неизменных величин y_κ.

4) В каждом цикле итерации величины y_c^{l+2}, получаемые по (21) после повторного их ускорения, изменяются таким образом, чтобы крайние векторы I, располагающиеся в I и IV квадратах комплексной плоскости, оказались равноудаленными от оси отсчета их аргументов. Для обеспечения этого условия выбирается соответствующее ненулевое значение фазы тока узла баланса. С этой целью сначала определяется среднее значение величин y_{max}^{l+2} и y_{min}^{l+2}, полученных после расчета по формуле (21), а именно:

$$m^{l+2} = \frac{1}{2}\left(y_{max}^{l+2} + y_{min}^{l+2}\right), \tag{25}$$

где $y_{max} = \sin\gamma_{max}$; $y_{min} = \sin\gamma_{min}$; γ_{max}, γ_{min} — фазы векторов тока, наиболее удаленных от оси отсчета влево и вправо. Затем вычисляются новые (скорректированные) значения $y_\kappa^{l+2,II}$ для всех y_κ, включая значение y вектора тока узла баланса мощностей системы.

$$y^{l+2,II} = y^{l+2}\sqrt{1-(m^{l+2})^2} - m^{l+2}\sqrt{1-(y^{l+2})^2}. \tag{26}$$

В результате этих операций абсолютные величины y двух наиболее удаленных вправо и влево от оси отсчета фаз векторов оказываются равными, т. е.

$$|y_{\max}^{i+2,\,\text{н}}| = |y_{\min}^{i+2,\,\text{н}}|. \tag{27}$$

Кроме того, величина y вектора тока узла баланса мощностей оказывается не равной нулю. После достижения некоторой точности в расчете y, например, $\varepsilon_1 = y_s^i - y_s^{i-1} = 10^{-1}$, принимается $\varphi = 0$. Прекращаются расчеты по формулам (25) и (26). Величина y фиксируется, т. е. в последующих шагах итерации она принимается равной значению, достигнутому при $\varepsilon_1 = 10^{-1}$. Очевидно, после завершения расчета у. р., т. е. достижения $\varepsilon_2 = 10^{-1}$, условие (27) оказывается строго необеспеченным.

5. В расчетах y_s и I_j по уравнениям (3) и (4), а также ускорений итераций по формулам (19) – (22), используется принцип Зейделя. Согласно этому принципу результаты вычислений, полученные по первым строкам уравнений, используются в качестве исходных в расчетах по последующим строкам уравнений. Реализация этого принципа на примерах уравнений (3), (4), (23) и (24) может быть показана записями в следующих формах:

$$y_s^i = y(\cdots y_s^{i-1} \cdots y_s^i \cdots Q_m \cdots I_j^{i-1} \cdots) \tag{3'}$$

$$I_j^i = I(\cdots y_s^i \cdots I_j^{i-1} \cdots I_j^i \cdots) \tag{4''}$$

$$\delta y_c^i = \delta_y\left(P_c^i,\ \underset{s\neq c}{\Delta y_s^i},\ \underset{s\neq c}{\delta y_s^i},\ \left(\frac{\partial P_c}{\partial y_s}\right)^i\right)\ (c = 1 \div n,\ c \neq \beta) \tag{23'}$$

$$\delta I_z^i = \delta_I\left(Q_m^i,\ \underset{j\neq z}{\Delta I_z^i},\ \underset{j\neq z}{\delta I_z^i},\ \left(\frac{\partial Q_z}{\partial I_j}\right)^i\right). \tag{24'}$$

Остался неуточненным вопрос о вовлечении в общую схему расчета у. р. формулы (5), устанавливающей связь между заданной величиной U и расчетными величинами I, P, Q. Так как две последние величины получаются на каждом шаге итерации в результате решения уравнений (1) и (2), то очевидно, что I, вычисленный по этим данным, будет служить в качестве заданной величины на следующем шаге итерации.

Схема алгоритма расчета у. р. Могут быть предложены различные схемы алгоритма производства расчетов, основанных на совместном решении системы (1) – (26). Рассмотрим одну из таких, которую условно назовем схемой „y^{i-1}, y^{i-1}, δy^{i-1}, δy^{i-1}, I^{i-1}, I^{i-1}, δI^{i-1}, δI^{i-1}". Здесь имеется в виду последовательность расчетов в одном цикле итерации, сводящаяся к вычислениям y_s^{i-1}, повторным вычислениям y_s^{i-1}, приростов δy^{i-1} и т. д. После завершения первого цикла начинается второй цикл расчетов по той же принятой схеме и т. д. В табл. 1 приводится описание порядка производства расчетов для первого цикла итерационного расчета у. р. электрической системы.

Таблица 1

Операции в первом цикле итерации

№№ пп	Задаются	Находятся	По условиям
1	$y_\alpha^{(i=0)} = 0$, $I_f^{(i=0)} = I_{f\,ном}$, U_γ, $P_j^{(i=0)}$	$y_\alpha^{i=1}$, $P_j^{i=1}$	(1) и (3)
2	$y_\alpha^{i=1} - y_\alpha^{i=0}$, $\alpha = 1 \div n$, $\alpha \neq \beta$	$M_y = \max \| y_\alpha^{i=1} \|$	m-нормы
3	q_y, M_y	$q_y M_y$	(17)
4	$y_\alpha^{i=1}$, $I_f^{i=0}$, $Q_m^{i=0}$	$y_\alpha^{i=2}$, $P_j^{i=2}$	(1) и (3)
5	$\Delta y_\alpha^{i=2}$, $y_\alpha^{i=1}$, $I_f^{i=0}$	$\Delta P_\alpha^{i=2}$, $\Delta y_\alpha^{i=2}$	(8)
6	$q_y M_y$, $\Delta y_\alpha^{i=2}$	$q_y M_y$ или $\Delta y_\alpha^{i=2}$	(18_y)
7	$y_\alpha^{i=2}$, $Q_\alpha^{i=2}$, $I_k^{i=2}$	$\left(\frac{\partial P_\alpha}{\partial y_k}\right)^{i=2}$	(10), (2), (4)
8	$\Delta P_\alpha^{i=2}$, $\Delta y_\alpha^{i=2}$, $\left(\frac{\partial P_\alpha}{\partial y_k}\right)^{i=2}$	$\delta y_\alpha^{i=3}$	(23)
9	$q_y M_y$, q_y	$q_y^2 M_y$	(17)
10	$q_y^2 M_y$, $\delta y_\alpha^{i=1}$	$q_y^2 M_y$ или $\delta y_\alpha^{i=3}$	(18_y)
11	$\delta y_\alpha^{i=3}$, $y_\alpha^{i=2}$	$y_\alpha^{i=3}$	(19)
12	y_α^{i+3}, $Q_\alpha^{i=3}$, $I_k^{i=3}$	$\left(\frac{\partial P_\alpha}{\partial y_k}\right)^{i=3}$	(10), (4), (2)
13	$\Delta P_\alpha^{i=3}$, $\Delta y_\alpha^{i=3}$, $\left(\frac{\partial P_\alpha}{\partial y_k}\right)^{i=3}$	$\delta y_\alpha^{i=4}$	(23)
14	$q_y^2 M_y$, q_y	$q_y^3 M_y$	(17)
15	$q_y^3 M_y$, $\delta y_\alpha^{i=4}$	$q_y^3 M_y$ или $\delta y_\alpha^{i=4}$	(18_y)
16	$\delta y_\alpha^{i=4}$, $y_\alpha^{i=3}$	$y_\alpha^{i=4}$	(19)
17	$y_{\alpha,\max}^{i=4}$, $y_{\alpha,\min}^{i=4}$	$\omega^{i=4}$	(25)
18	$\omega^{i=4}$, $y_\alpha^{i=4}$	$y_\alpha^{i=4,\,н}$	(26)
19	$y_\alpha^{i=1}$, $I_f^{i=0}$	$I_f^{i=1}$, $Q_m^{i=1}$	(2) и (4)
20	$I_f^{i=1} - I_f^{i=0}$, $f = 1 \div n$, $f \neq m$	$M_I = \max \| I_f^{i=1} - I_f^{i=0} \|$	m-нормы
21	q_I, M_I	$q_I M_I$	(17)
22	$I_f^{i=1}$, $y_\alpha^{i=1}$	$I_f^{i=2}$, $Q_m^{i=2}$	(2) и (4)
23	$I_f^{i=2}$, $I_f^{i=1}$, $y_\alpha^{i=1}$	$\Delta Q_f^{i=2}$, $\Delta I_f^{i=2}$	(9)
24	$q_I M_I$, $\Delta I_f^{i=2}$	$q_I M_I$ или $\Delta I_f^{i=2}$	(18_I)

№№ п п	Задаются	Находятся	По условиям
25	$y_a^{l-1},\ Q_j^{l-2},\ I_k^{l-2}$	$\left(\dfrac{\partial Q_j}{\partial I_k}\right)^{l-2}$	(13), (4), (2)
26	$\Delta Q_j^{l-2},\ \Delta I_k^{l-2},\ \left(\dfrac{\partial Q_j}{\partial I_k}\right)^{l-2}$	δI_j^{l-1}	(24)
27	$q_l M_l,\ q_l$	$q_j^2 M_l$	(17)
28	$q_j^2 M_l,\ \delta I_j^{l-1}$	$q_j^2 M_l$ или δI_j^{l-1}	(18')
29	$\delta I_j^{l-1},\ I_j^{l-2}$	I_j^{l-1}	(20)
30	$y_a^{l-1},\ Q_j^{l-1},\ I_k^{l-1}$	$\left(\dfrac{\partial Q_j}{\partial I_k}\right)^{l-1}$	(13), (4), (2)
31	$\Delta Q_j^{l-1},\ \Delta I_j^{l-1},\ \left(\dfrac{\partial Q_j}{\partial I_k}\right)^{l-1}$	δI_j^{l-1}	(24)
32	$q_j^2 M_l,\ q_l$	$q_j^2 M_l$	(17)
33	$q_j^2 M_l,\ \delta I_j^{l-1}$	$q_j^2 M_l$ или δI_j^{l-1}	(18')
34	$\delta I_j^{l-1},\ I_j^{l-1}$	I_j^{l-1}	(20)
35	$Q_i^{l-1},\ P_i^{l-1},\ U_i$	I_i^{l-1}	(5)

Далее переходят к итерациям во втором цикле расчета и т. д. Процесс этот продолжается до достижения некоторой точности, например, $\varepsilon_1 = y^l - y^{l-1} = 10^{-3}$. После достижения ε_1 фиксируется величина $y_l = \sin\gamma_l$, т. е. принимается в качестве искомой величины фазы тока узла баланса мощностей значение γ_l, соответствующее достигнутой ε_1. Это решение означает также, что после достижения ε_1 вычисления по формулам (25) и (26) прекращаются. Для завершения расчетов рекомендуется критерий — достижение $\varepsilon_2 = 10^{-4}$.

Кроме описанной схемы алгоритма, может быть использована и такая схема, в которой отсутствуют вычисления, связанные с определением δI_j^{l-3} и δI_j^{l-1}. Такая схема алгоритма может быть обозначена так: $y^{l-1},\ y^{l-2},\ \delta y^{l-3},\ \delta y^{l-1},\ I^{l-1},\ I^{l-2}$.

Ныне находится в стадии разработки программа, реализующая описанный алгоритм на ЦВМ „Урал—3".

Выводы

1. Матрица $[Z]$ уравнений многополюсника, эквивалентно представляющего электрическую систему, содержит меньшее число нулевых

элементов по сравнению с матрицей $[y]$ уравнений того же многополюсника. Эта особенность матрицы $[Z]$ обусловливает более быструю сходимость итерации при расчетах у. р. электрической системы.

2. Широко распространенные методы расчета у. р. систем, основывающиеся на уравнениях с Y-параметрами, но не обеспечивающие стабильную сходимость итерации или приводящие к расходящимся процессам, могут быть заменены более эффективными методами расчета, в которых используются Z-параметры эквивалентного многополюсника.

3. Предлагаемый метод расчета у. р. системы обеспечивает ускоренную сходимость итерации.

АрмНИИ энергетики Поступило 22.I.1971.

Հ. Տ. ԱԴՈՆՑ

Z-ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐՈՎ ՆԵՐԿԱՅԱՑՎՈՂ ԲԱԶՄԱԲԵՎԵՌԻ ՄՆԱՅՈՒՆ ՌԵԺԻՄՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿՈՒՄԸ

Ամփոփում

1. Բազմաբևեռի [Z] մատրիցայով հավասարումները, որոնք ներկայացնում են համարժեք էլեկտրական համակարգը, պարունակում են քիչ քանակությամբ ոչ զրոյական էլեմենտներ՝ քան նույն բազմաբևեռի [Y] մատրիցայով հավասարումները։ Էլեկտրական համակարգերի մնայուն ռեժիմների հաշվարկման ժամանակ [Z] պարամետրերով հավասարումների այս յուրահատկությունը պայմանավորված է իտերացիայի ավելի արագ զուգամիտմամբ։

2. Համակարգերի մնայուն ռեժիմների հաշվարկման լայն տարածում գտած մեթոդները, որոնք հիմնված են Y-պարամետրերով հավասարումների վրա, սակայն չեն ապահովում իտերացիայի զուգամիտման կայուն բավարարվածությունը կամ բերում են պրոցեսի տարամիտման, կարող են փոխարինվել հաշվարկման ավելի էֆեկտիվ մեթոդներով, որոնցում օգտագործվում են համարժեք բազմաբևեռի Z-պարամետրերով հավասարումները։

3. Մնայուն ռեժիմների հաշվարկման առաջարկվող մեթոդը ապահովում է իտերացիայի արագացված զուգամիտում։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Адонц Г. Т.* Многополюсник. Изд. АН Арм. ССР, 1965.
2. *Демидович Б. П., Марон И. А.* Основы вычислительной математики. Изд. „Наука", 1970.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտ. սերիա XXIV, № 3, 1971 Серия техн. наук

ЭНЕРГЕТИКА

В. С. ХАЧАТРЯН

МЕТОД РАСЧЕТА ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ПРИРОСТОВ ПОТЕРЬ В СЕТЯХ ЭНЕРГОСИСТЕМ

Рассматривается энергосистема, состоящая из M независимых узлов. Каждый узел характеризуется активной и реактивной мощностями (P_i, Q_i), модулем и фазой напряжения (U_i, ψ_i). Для станционных узлов задаются активные мощности и модули напряжений, а для нагрузочных узлов — активные и реактивные мощности. Применяется следующая система индексов.

Для станционных узлов: $m(n) = 1, 2, \cdots, Г$, где Г — число станционных узлов.

Для нагрузочных узлов: $к(g) = Г + 1, Г + 2, \cdots, Г + H$, где H — число нагрузочных узлов.

Для произвольных узлов: $i(j) = 1, 2, \cdots, Г + 1, Г + 2, \cdots, Г + H = M$.

При такой исходной информации ставится задача определения следующих частных производных по потерям активной ($П_а$) и реактивной ($П_р$) мощностей: $\dfrac{\partial П_а}{\partial P_i}$, $\dfrac{\partial П_р}{\partial P_i}$.

В работах [1, 2] приводятся аналитические точные формулы для определения вышеуказанных частных производных:

$$\frac{\partial П_а}{\partial P_m} = \left(\frac{\partial П_а}{\partial P_m}\right) + \sum_{n=1}^{Г} \frac{\partial П_а}{\partial Q_n} \cdot \frac{\partial Q_n}{\partial P_m} + \sum_{k=Г+1}^{Г+H} \frac{\partial П_а}{\partial U_k} \cdot \frac{\partial U_k}{\partial P_m} + \sum_{j=1}^{M} \frac{\partial П_а}{\partial \psi_j} \cdot \frac{\partial \psi_j}{\partial P_m}; \tag{1}$$

$$\frac{\partial П_р}{\partial P_m} = \left(\frac{\partial П_р}{\partial P_m}\right) + \sum_{n=1}^{Г} \frac{\partial П_р}{\partial Q_n} \cdot \frac{\partial Q_n}{\partial P_m} + \sum_{k=Г+1}^{Г+H} \frac{\partial П_р}{\partial U_k} \cdot \frac{\partial U_k}{\partial P_m} + \sum_{j=1}^{M} \frac{\partial П_р}{\partial \psi_j} \cdot \frac{\partial \psi_j}{\partial P_m}. \tag{2}$$

Как известно, частные производные типа:

$$\left(\frac{\partial \Pi_a}{\partial P_m}\right),\ \frac{\partial \Pi_a}{\partial Q_n},\ \frac{\partial \Pi_a}{\partial U_k},\ \frac{\partial \Pi_a}{\partial \psi_j},\ \left(\frac{\partial \Pi_p}{\partial P_m}\right),\ \frac{\partial \Pi_p}{\partial Q_n},\ \frac{\partial \Pi_p}{\partial U_k}\ \text{и}\ \frac{\partial \Pi_p}{\partial \psi_j}$$

определяются непосредственно из аналитических выражений формулы потерь активной и реактивной мощности [1, 2]. Для определения частных производных типа $\frac{\partial Q_n}{\partial P_m}$, $\frac{\partial U_k}{\partial P_m}$, $\frac{\partial \psi_j}{\partial P_m}$ необходимо пользоваться уравнениями связи, в результате чего становится необходимым обращение матрицы порядка 2M.

Таким образом, определение частных производных типа $\frac{\partial Q_n}{\partial P_m}$, $\frac{\partial U_k}{\partial P_m}$ и $\frac{\partial \psi_j}{\partial P_m}$ требует большого количества вычислительных операций и это необходимо производить для каждого исследуемого режима. Поэтому в настоящей работе предлагается упрощенный метод определения указанных частных производных. В связи с этим (1) и (2) представляются следующим образом:

$$\frac{\partial \Pi_a}{\partial P_m} = \left(\frac{\partial \Pi_a}{\partial P_m}\right) + \sum_{n=1}^{\Gamma} \frac{\partial \Pi_a}{\partial Q_n} \cdot A_{nm} + \sum_{k=\Gamma+1}^{M} \frac{\partial \Pi_a}{\partial U_k} \cdot B_{km} + \sum_{j=1}^{M} \frac{\partial \Pi_a}{\partial \psi_j} C_{jm}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Pi_p}{\partial P_m} = \left(\frac{\partial \Pi_p}{\partial P_m}\right) + \sum_{n=1}^{\Gamma} \frac{\partial \Pi_p}{\partial Q_n} \cdot A_{nm} + \sum_{k=\Gamma+1}^{M} \frac{\partial \Pi_p}{\partial U_k} \cdot B_{km} + \sum_{j=1}^{M} \frac{\partial \Pi_p}{\partial \psi_j} C_{jm}. \quad (4)$$

Здесь A_{nm}, B_{km}, C_{jm} называются новыми коэффициентами формулы потерь и соответственно учитывают: изменение реактивной мощности, модули и фазовые сдвиги напряжений при изменении узловых активных мощностей. Эти коэффициенты определяются из условия баланса активных и реактивных мощностей по всем узлам:

$$\Phi_i (P_i,\ Q_i,\ U_i,\ \psi_i) = 0; \quad F_i (P_i,\ Q_i,\ U_i,\ \psi_i) = 0. \quad (5)$$

Для систем уравнений (5) можно написать следующее:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial \Phi_i}{\partial P_m} + \sum_{n=1}^{\Gamma} \frac{\partial \Phi_i}{\partial Q_n} \cdot A_{nm} + \sum_{k=\Gamma+1}^{M} \frac{\partial \Phi_i}{\partial U_k} \cdot B_{km} + \sum_{j=1}^{M} \frac{\partial \Phi_i}{\partial \psi_j} C_{jm}; \\ &\frac{\partial F_i}{\partial P_m} + \sum_{n=1}^{\Gamma} \frac{\partial F_i}{\partial Q_n} \cdot A_{nm} + \sum_{k=\Gamma+1}^{M} \frac{\partial F_i}{\partial U_k} \cdot B_{km} + \sum_{j=1}^{M} \frac{\partial F_i}{\partial \psi_j} C_{jm}. \end{aligned}\right| \quad (6)$$

или если представить в матричной форме:

$$\begin{bmatrix} \dfrac{\partial \Phi_m}{\partial Q_n} & \dfrac{\partial \Phi_m}{\partial U_k} & \dfrac{\partial \Phi_m}{\partial \varphi_j} \\ \dfrac{\partial \Phi_g}{\partial Q_n} & \dfrac{\partial \Phi_g}{\partial U_k} & \dfrac{\partial \Phi_g}{\partial \varphi_j} \\ \dfrac{\partial F_s}{\partial Q_n} & \dfrac{\partial F_s}{\partial U_k} & \dfrac{\partial F_s}{\partial \varphi_j} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} A_{nm} \\ B_{km} \\ C_{jm} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\dfrac{\partial \Phi_m}{\partial P_n} \\ -\dfrac{\partial \Phi_g}{\partial P_n} \\ -\dfrac{\partial F_s}{\partial P_n} \end{bmatrix}. \tag{7}$$

Откуда можно определить значения искомых коэффициентов формулы потерь:

$$\begin{bmatrix} A_{nm} \\ B_{km} \\ C_{jm} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dfrac{\partial \Phi_m}{\partial Q_n} & \dfrac{\partial \Phi_m}{\partial U_k} & \dfrac{\partial \Phi_m}{\partial \varphi_j} \\ \dfrac{\partial \Phi_g}{\partial Q_n} & \dfrac{\partial \Phi_g}{\partial U_k} & \dfrac{\partial \Phi_g}{\partial \varphi_j} \\ \dfrac{\partial F_s}{\partial Q_n} & \dfrac{\partial F_s}{\partial U_k} & \dfrac{\partial F_s}{\partial \varphi_j} \end{bmatrix}^{-1} \times \begin{bmatrix} -\dfrac{\partial \Phi_m}{\partial P_n} \\ -\dfrac{\partial \Phi_g}{\partial P_n} \\ -\dfrac{\partial F_s}{\partial P_n} \end{bmatrix}. \tag{8}$$

После обращения матрицы коэффициентов получим:

$$A_{nm} = -B'_{mn}\frac{\partial \Phi_m}{\partial P_n} - B'_{mk}\frac{\partial \Phi_g}{\partial P_n} - B'_{mj}\frac{\partial F_s}{\partial P_n}; \tag{9}$$

$$B_{km} = -B_{gn}\frac{\partial \Phi_m}{\partial P_n} - B_{gk}\frac{\partial \Phi_g}{\partial P_n} - B_{gj}\frac{\partial F_s}{\partial P_n}; \tag{10}$$

$$C_{jm} = -B'_{sn}\frac{\partial \Phi_m}{\partial P_n} - B_{sk}\frac{\partial \Phi_g}{\partial P_n} - B_{sj}\frac{\partial F_s}{\partial P_n}. \tag{11}$$

Здесь элементы типа B'_{mn}, B'_{mk}, B_{mj}, B_{gn}, B_{gk}, B_{gj}, B'_{sn}, B_{sk} и B_{sj} являются блоками обращенной матрицы коэффициентов матричного уравнения (8). Как видно из выражений (9) — (11), новые коэффициенты формулы потерь A_{nm}, B_{km} и C_{jm} определяются довольно сложным путем. Поэтому их исследование представляет практический интерес.

Пример расчета и анализ результатов

Для проведения необходимых численных анализов рассматриваются схемы замещения двух различных энергосистем. Сначала исследуется схема замещения, состоящая из четырех узловых точек [2], затем схема замещения из восьми узловых точек [3]. Для четырехузловой схемы узлы *0*, *1*, *2* являются стационарными, а узел *3* нагрузочным. В качестве базисного узла был выбран узел с нулевым индексом, где поддерживается постоянное напряжение.

Для проведения необходимых исследований рассматриваются следующие сетевые режимы (табл. 1).

Таблица 1

Заданные режимы рассматриваемой схемы замещения

Режимы	Узлы	Параметры			
		P Мвт	*Q Мвар*	*U кв*	*δ рад*
I	ЭС−1	40,62	20,36	221,80	0,67
	ЭС−2	102,98	51,88	223,30	0,92
	ЭС−0	4,14	10,76	220,00	0,00
	Н−3	−145,28	−77,49	216,54	−0,48
II	ЭС−1	82,55	62,28	223,50	0,23
	ЭС−2	40,52	19,96	221,50	−0,07
	ЭС−0	33,99	0,82	220,00	0,00
	Н−3	−154,59	−77,29	216,25	−1,11
III	ЭС−1	146,22	85,14	224,90	1,05
	ЭС−2	10,08	8,97	220,70	0,12
	ЭС−0	20,05	11,02	220,00	0,00
	Н−3	−172,51	−95,83	215,40	0,88
IV	ЭС−1	229,62	115,16	224,80	2,07
	ЭС−2	143,42	70,79	221,90	1,23
	ЭС−0	52,62	60,01	220,00	0,00
	Н−3	−407,42	−203,71	207,07	−2,02

Для этих режимов по точным методам, изложенным в [2], подсчитаны значения относительных приростов (табл. 2).

Таблица 2

Точные значения частных производных

Режимы	$\frac{\partial П_a}{\partial P_1}$	$\frac{\partial П_a}{\partial P_2}$	$\frac{\partial П_p}{\partial P_1}$	$\frac{\partial П_p}{\partial P_2}$
I	0,0079	0,0136	0,0227	0,0319
II	0,0017	−0,0009	0,0072	−0,0024
III	0,0130	0,0016	0,0357	0,0050
IV	0,0250	0,0181	0,0707	0,0111

Данные значения частных производных необходимы для сравнения с результатами, полученными с помощью новых коэффициентов формулы потерь. Для проведения необходимых количественных и качественных анализов относительно новых коэффициентов формулы потерь приводятся их числовые значения (табл. 3–5).

Таблица 3

Коэффициенты A_{nm} для отдельных режимов

$n-m$	Режим I	Режим II	Режим III	Режим IV
1—1	−0,3901	−0,3935	−0,3767	−0,3485
2—2	−0,4071	−0,4204	−0,4502	−0,3880
1—2	0,0356	0,0199	0,0454	0,0391
2—1	0,0154	0,0085	0,0195	0,0323

Таблица 4

Коэффициенты B_{km} для отдельных режимов

$k-m$	Режим I	Режим II	Режим III	Режим IV
3—1	0,0008	0,0010	0,0008	0,0004
3—2	−0,0007	−0,0002	−0,0009	−0,0008

Таблица 5

Коэффициенты C_{jm} для отдельных режимов

$j-m$	Режим I	Режим II	Режим III	Режим IV
1—1	0,0006	0,0006	0,0006	0,0006
2—2	0,0006	0,0006	0,0006	0,0006
1—2	0,0004	0,0004	0,0004	0,0004
2—1	0,0004	0,0004	0,0004	0,0004
3—1	0,0003	0,0003	0,0003	0,0003
3—2	0,0003	0,0003	0,0003	0,0003

Анализ трех таблиц показырает, что коэффициенты типа A_{nm} относительно коэффициентов типа B_{km} и C_{jm} являются величинами более высокого порядка. Приведенные числовые значения A_{nm} показывают, что элементы типа A_{nn} $(m = n)$ почти не изменяются при изменении режимов, что позволяет их считать независящими от режима. При этом элементы типа A_{nm} $(m \neq n)$ определенно реагируют при изменении режимов и как-будто требуют необходимую корректировку.

Однако, влияние коэффициента типа A_{nn} $(m = n)$ на соответствующие слагаемые несравненно сильнее, чем влияние элементов типа A_{nm} $(m \neq n)$. Об этом свидетельствуют приведенные числовые значения. В связи с этим некоторыми изменениями элементов типа A_{nm} $(m \neq n)$ можно и пренебречь. При изменении режимов относительно сильно изменяются коэффициенты типа B_{km}, что показывают их числовые значения, приведенные в табл. 4. Нетрудно заметить, что тем не менее числовые значения коэффициентов B_{km} имеют одинаковый порядок. Поэтому принятие их независящими от режимов не может привести к существенным ошибкам. Весьма интересные числовые значения получены для коэффициентов типа C_{jm}, приведенные в табл. 5, и, как видно, они не изменяются при изменении режимов и можно безоговорочно принять их независящими от режима. После приведения вышеизложенных рассуждений необходимо произвести вычисления искомых частных производных.

При этом производится следующее исследование.

1. Вычисляются значения искомых частных производных для рассмотренных четырех режимов, используя в каждом случае коэффициенты одного режима.

Соответствующие результаты приводятся в таблицах 6—9.

Таблица 6

Значения частных производных, вычисленных с помощью коэффициентов I режима

Режимы	$\frac{\partial П_a}{\partial P_1}$	$\frac{\partial П_a}{\partial P_2}$	$\frac{\partial П_p}{\partial P_1}$	$\frac{\partial П_p}{\partial P_2}$
I	0,0079	0,0136	0,0227	0,0319
II	0,0017	−0,0007	0,0073	−0,0018
III	0,0128	0,0015	0,0353	0,0049
IV	0,0247	0,0181	0,0698	0,0455

Таблица 7

Значения частных производных, вычисленных с помощью коэффициентов II режима

Режимы	$\frac{\partial П_a}{\partial P_1}$	$\frac{\partial П_a}{\partial P_2}$	$\frac{\partial П_p}{\partial P_1}$	$\frac{\partial П_p}{\partial P_2}$
I	0,0078	0,0135	0,0226	0,0322
II	0,0017	−0,0009	0,0071	−0,0024
III	0,0128	0,0013	0,0352	0,0044
IV	0,0247	0,0179	0,0697	0,0441

Таблица 8

Значения частных производных, вычисленных с помощью коэффициентов III режима

Режимы	$\frac{\partial П_a}{\partial P_1}$	$\frac{\partial П_a}{\partial P_2}$	$\frac{\partial П_p}{\partial P_1}$	$\frac{\partial П_p}{\partial P_2}$
I	0,0079	0,0134	0,0229	0,0320
II	0,0019	−0,0008	0,0077	−0,0021
III	0,0130	0,0016	0,0357	0,0050
IV	0,0248	0,0181	0,0700	0,0448

Таблица 9

Значения частных производных, вычисленных с помощью коэффициентов IV режима

Режимы	$\frac{\partial П_a}{\partial P_1}$	$\frac{\partial П_a}{\partial P_2}$	$\frac{\partial П_p}{\partial P_1}$	$\frac{\partial П_p}{\partial P_2}$
I	0,0080	0,0137	0,0233	0,0328
II	0,0022	−0,0006	0,0086	−0,0015
III	0,0133	0,0016	0,0365	0,0051
IV	0,0249	0,0181	0,0707	0,0441

2. Вычисляются значения искомых частных производных для рассмотренных четырех режимов с использованием усредненных значений новых коэффициентов формулы потерь. Усредненные значения коэффициентов типа $A_{nm\,(ср)}$, $B_{m\,(ср)}$, $C_{jm\,(ср)}$ представляются с помощью следующих матриц:

$$A_{nm\,(ср)} = \begin{array}{c} \\ n=1 \\ n=2 \end{array} \begin{array}{cc} m=1 & m=2 \\ \left|\begin{matrix} -0{,}3772 & 0{,}0350 \\ 0{,}0189 & -0{,}4164 \end{matrix}\right| \end{array}; \quad B_{mk\,(ср)} = \begin{array}{c} \\ m=1 \\ m=2 \end{array} \begin{array}{c} k=3 \\ \left|\begin{matrix} 0{,}0007 \\ -0{,}0007 \end{matrix}\right| \end{array};$$

$$C_{mj\,(ср)} = \begin{array}{c} \\ m=1 \\ m=2 \end{array} \begin{array}{ccc} j=1 & j=2 & j=3 \\ \left|\begin{matrix} 0{,}0006 & 0{,}0004 & 0{,}0003 \\ 0{,}0004 & 0{,}0006 & 0{,}0003 \end{matrix}\right| \end{array}.$$

С помощью этих коэффициентов формулы потерь вычисляются значения искомых частных производных (табл. 10).

Таблица 10

Значения частных производных, вычисленных с помощью усредненных коэффициентов

Режимы	$\frac{\partial \Pi_a}{\partial P_1}$	$\frac{\partial \Pi_a}{\partial P_2}$	$\frac{\partial \Pi_p}{\partial P_1}$	$\frac{\partial \Pi_p}{\partial P_2}$
I	0,0079	0,0136	0,0228	0,0323
II	0,0019	−0,0008	0,0077	−0,0020
III	0,0130	0,0015	0,0357	0,0049
IV	0,0248	0,0181	0,0701	0,0445

Приведенные числовые значения искомых частных производных в таблицах 6—10 показывают, что как в первом, так и во втором случае полученные результаты удовлетворяют требованиям (табл. 2). Однако, необходимо отметить, что лучшие результаты получаются, когда используются усредненные коэффициенты формулы потерь.

Для доказательства этого обстоятельства ниже приводятся результаты для 8-узловой схемы замещения. Узлы *1*, *2*, *3*, *4* и *8* являются станционными, а узлы *5*, *6*, *7* нагрузочными. В качестве базисного узла выбирается станционный узел *8*, чему приписывается нулевой индекс. Для этой схемы замещения приводятся результаты только для следующих двух сетевых режимов (табл. 11).

Таблица 11

Режимы	Узлы	Параметры			
		P *мвт*	Q *мвар*	U *кв*	δ *рад*
I	ЭС—1	180,00	48,75	224,00	6,16
	ЭС—2	140,00	0,00	226,71	5,60
	ЭС—3	110,00	50,06	224,00	4,02
	ЭС—4	100,00	200,00	218,00	−0,65
	ЭС—0	71,33	125,10	230,00	0,00
	Н—5	−180,00	−90,40	210,76	0,00
	Н—6	−200,00	−100,00	204,48	−2,99
	Н—7	−200,00	−110,00	194,18	−9,34
II	ЭС—1	160,00	52,38	224,00	5,05
	ЭС—2	220,00	0,00	228,49	6,74
	ЭС—3	100,00	57,34	224,00	3,32
	ЭС—4	70,50	200,00	217,30	−1,59
	ЭС—0	84,90	123,86	230,00	0,00
	Н—5	−180,60	−90,40	210,35	−1,03
	Н—6	−200,00	−100,00	204,08	−3,88
	Н—7	−220,00	−110,00	193,74	−9,90

Для этих двух режимов подсчитаны точные значения искомых частных производных и результаты приведены в таблицах 12 и 13.

Таблица 12

Режимы	$\frac{\partial \Pi_a}{\partial P_1}$	$\frac{\partial \Pi_a}{\partial P_2}$	$\frac{\partial \Pi_a}{\partial P_3}$	$\frac{\partial \Pi_a}{\partial P_4}$
I	0,0896	0,0832	0,0551	0,0179
II	0,0646	0,1055	0,0186	−0,0105

Таблица 13

Режимы	$\frac{\partial \Pi_p}{\partial P_1}$	$\frac{\partial \Pi_p}{\partial P_2}$	$\frac{\partial \Pi_p}{\partial P_3}$	$\frac{\partial \Pi_p}{\partial P_4}$
I	0,3248	0,2164	0,1510	0,0307
II	0,2063	0,2620	0,1241	−0,0112

Ниже приводятся числовые значения новых коэффициентов формулы потерь. Усредненные значения коэффициентов типа $A_{mn(ср)}$ представляются с помощью следующей квадратичной матрицы:

$A_{mn(ср)} =$

n	$m=1$	$m=2$	$m=3$	$m=4$
1	0,1022	−0,2179	0,0654	−0,1423
2	−0,3699	0,4645	−0,5173	−0,0522
3	0,1448	−0,3562	0,9014	−0,0102
4	−0,0524	−0,0147	−0,3437	−0,0184

Усредненные значения коэффициентов типа $B_{km\,(ср)}$ представляются с помощью следующей прямоугольной матрицы:

$B_{km\,(ср)}$ =

k	$m=1$	$m=2$	$m=3$	$m=4$
5	−0,4459	0,0938	0,3597	−0,3685
6	0,0072	0,0767	0,1760	−0,0066
7	−0,0042	0,0254	−0,0145	0,0125

А усредненные значения коэффициентов типа $C_{jm\,(ср)}$ — с помощью следующей прямоугольной матрицы:

$C_{jm\,(ср)}$ =

j	$m=1$	$m=2$	$m=3$	$m=4$
1	0,0021	0,0014	0,0012	0,0016
2	0,0014	0,0012	0,0013	0,0013
3	0,0009	0,0012	0,0012	0,0010
4	0,0015	0,0013	0,0013	0,0019
5	0,0018	0,0013	0,0012	0,0016
6	0,0012	0,0012	0,0011	0,0014
7	0,0008	0,0007	0,0006	0,0009

Пользуясь вышеприведенными усредненными значениями коэффициентов формулы потерь, вычисляем значения искомых частных производных. Результаты соответственно приводятся в табл. 14 и 15.

Таблица 14

Режимы	$\frac{\partial \Pi_3}{\partial P_1}$	$\frac{\partial \Pi_1}{\partial P_2}$	$\frac{\partial \Pi_4}{\partial P_3}$	$\frac{\partial \Pi_4}{\partial P_4}$
I	0,0803	0,0859	0,0286	0,0177
II	0,0759	0,1019	0,0238	0,0008

Таблица 15

Режимы	$\frac{\partial \Pi_x}{\partial P_1}$	$\frac{\partial \Pi_z}{\partial P_1}$	$\frac{\partial \Pi_p}{\partial P_1}$	$\frac{\partial \Pi_r}{\partial P_1}$
I	0,2940	0,2240	0,1422	0,0186
II	0,2580	0,2493	0,1201	0,0117

Сравнение результатов, приведенных в таблицах 14 и 15, с результатами таблиц 12 и 13 показывает их сходство.

На основании проведенных исследований можно прийти к следующему выводу: при определении относительных приростов потерь использование новых коэффициентов формулы потерь позволяет учитывать любые факторы и обеспечивает высокую точность при минимальном числе вычислительных операций.

АрмНИИЭ

Поступило 27.III.1971

Վ. Ս. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

ԷՆԵՐԳԱՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ՑԱՆՑԵՐՈՒՄ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ՀԱՐԱԲԵՐԱԿԱՆ ԱՃԵՐԻ ՀԱՇՎՄԱՆ ՄԵԹՈԴ

Ամփոփում

Հոդվածում առաջարկվում է կորուստների հարաբերական աճերի որոշման մեթոդ, որն ապահովում է հաշվարկի մեծ ճշտություն և պահանջում նվազագույն թվով հաշվողական գործողություններ։ Տրվում է կորուստների բանաձևի նոր գործակիցների հասկացությունը։ Այդ գործակիցներն իրենց ձևով և ֆիզիկական իմաստով տարբերվում են ցանցային հայտնի գործակիցներից։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Хачатрян В. С.* К вопросу об определении производных от потерь активной мощности по активным мощностям отдельных станций. „Электричество", № 2, 1967.
2. *Хачатрян В. С.* К вопросу об определении производных от потерь активной и реактивной мощностей по активным мощностям станционных узлов. „Известия АН СССР, Энергетика и транспорт", № 2, 1970.
3. *Хачатрян В. С.* Метод расчета узловых сопротивлений сложных схем. „Электричество", № 7, 1968

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտ. սերիա XXIV, № 3, 1971 Серия техн. наук

СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА

Н. К. СНИТКО

К ФИЗИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЗАДАЧАМ УСТОЙЧИВОСТИ

В ряде случаев конструкции рассчитывают в предельном состоянии при допуске упруго-пластических деформаций. Потеря устойчивости сжатых стержней для средних и малых гибкостей происходит в большинстве случаев в упруго-пластической области [1—3] и необходимо знать не только значение касательного модуля, но и самую зависимость между σ и ε. В данной работе на основе рассмотрения физического процесса деформирования малого элемента квазиизотропного тела установлена зависимость между σ и ε, дано аналитическое выражение для касательного модуля, содержащее три параметра: $E, \varepsilon_0, \varepsilon_T$, и установлена исходная функция процесса $f(\varepsilon)$—скорость роста пластической деформации по сечению. Получено три выражения для касательного модуля и связи между σ и ε для трех законов изменения функции $f(\varepsilon)$. Вывод указанных аналитических зависимостей базируется на многочисленных исследованиях механических свойств монокристаллов и поликристаллов, осуществленных кристалло-физиками.

Микрошлифы для пластически деформированного металла кубической системы показали, что сдвиги происходят внутри зерен. Рассматривая различные деформации зерен, мы далее учитываем их связанность по общему напряжению, пренебрегая лишь *местными взаимодействиями по границам зерен*. Предполагается, что каждый кристаллит в соответствии со своей ориентацией переходит в *состояние текучести при достижении максимального касательного напряжения* — предела текучести по сдвигу t. Каждый кристаллит имеет свой частный предел текучести по осевому напряжению и ведет себя по идеализированной диаграмме Прандтля. Далее все частные пределы текучести отдельных кристаллитов усредняются в общем напряжении; в результате для каждого ε_i получаем значение σ_i и реальную диаграмму растяжения. При данном общем напряжении σ для поликристалла, которому соответствует деформация ε, часть сечения растягиваемого образца находится в упругой области, часть — в пластической $F_{пл}$. Пластическая зона последовательно нарастает по мере развития текучести от наиболее слабого зерна, для которого предел текучести совпадает с пределом упругости агрегата σ_0 вплоть до наиболее жесткого зерна, предел текучести которого соответствует $E\varepsilon_T$ (где ε_T—

деформация предела текучести агрегата). Модули продольной упругости всех отдельных кристаллитов считаются постоянными и равными модулю Юнга; легко обобщить данное решение и на случай переменного E_i. Вводится исходная функция пластического процесса $f(\varepsilon)$ — скорость роста пластической зоны, равная первой производной от площади пластической зоны. Отметим, что для ряда значений углов поворота кристаллита вокруг осей координат получаем ряд частных пределов текучести $\sigma_i = E\varepsilon_i = f(r_i)$, причем, для наиболее слабого кристаллита $\sigma_0 = E\varepsilon_0 = f(r_0)$, где ε_0 — предел упругости. Суммируя все частные пределы текучести, получаем предел текучести агрегата

$$\sigma_T = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} \sigma_i ,$$

где n — число ориентировок. Охватив все возможные ориентировки числом n, получаем предел текучести поликристалла методом усреднения.

На основании полученного численного материала для влияний ориентировки r_i кристаллита на частный предел текучести ($E\varepsilon_i = f(r_i)$, $E\varepsilon_0 = f(r_0)$) найдены числа, характеризующие относительную деформацию текучести кристаллита $\varepsilon_i/\varepsilon_0 = r_0/r_i = \beta_i$. Каждое ε_i выражено в зависимости от ε_0. Нанеся на сетку значений углов ориентировки числа β_i (в узловых точках сетки) и соединяя однозначные значения β_i горизонталями, получаем картину упруго-пластического деформирования поликристалла, от которой легко перейти к диаграмме растяжения. Выше изложено решение задачи в дискретной схеме.

Переходим к интегральной зависимости σ от ε, рассматривая теперь сплошную среду (рис. 1). Разбиваем площадь сечения поликристалла $F = 1$ (проведенную перпендикулярно первому главному напряжению) на ряд бесконечно малых участков $dF_{пл}$, каждый из которых соответствует данному значению перехода от текущей деформации ε_i для одной ориентировки к деформации $\varepsilon_i + d\varepsilon_i$ для следующей ориентировки. Ориентировки считаем теперь меняющимися непрерывно. Пластическую деформацию отображаем в последовательности ее развития от ε_0 до ε_1. Сечение делится на пластическую область $F_{пл}$ и упругую область $F_{уп}$. Очевидно, что $F_{пл} + F_{уп} = 1$. Вводим скорость роста пластической зоны

Рис. 1.

$$f(\varepsilon_i) = \frac{dF_{пл}}{d\varepsilon_i} .$$

Тогда

$$F_{пл} = \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} f(\varepsilon_i)\, d\varepsilon_i. \tag{a}$$

Так как функция $F_{пл}$ легко определяется по изменению β_i, то легко найти и функцию $f(\varepsilon)$, изучая процесс деформирования агрегата монокристалла. Тогда элементарное пластическое усилие

$$dS_{пл} = E\varepsilon_i\, dF_{пл}.$$

Пластическое усилие после интегрирования по частям

$$S_{пл} = E\left(\varepsilon F_{пл} - \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} F_{пл}\, d\varepsilon_i\right).$$

Упругое усилие

$$S_{уп} = E\varepsilon\,(1 - F_{пл}).$$

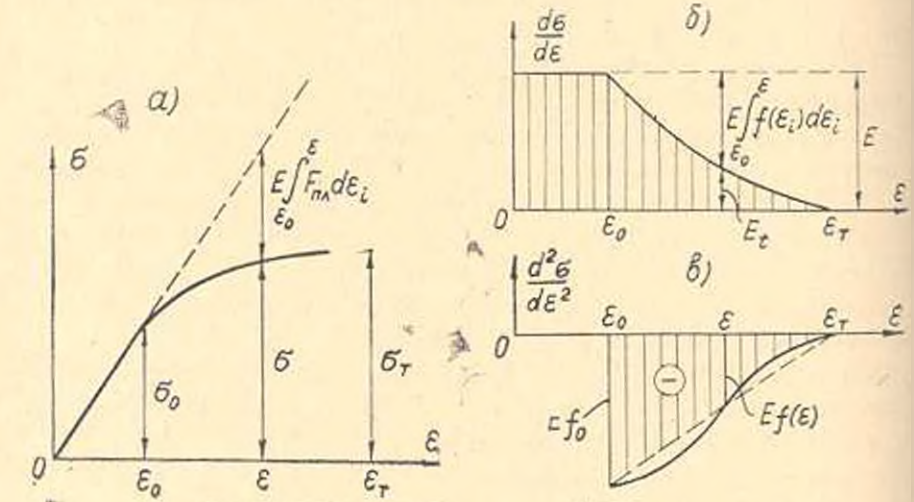

Рис. 2.

Полное усилие на единичную площадку будет:

$$\sigma = S_{пл} + S_{уп}$$

или

$$\sigma = \left(E\varepsilon F_{пл} - E\int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} F_{пл}\, d\varepsilon_i\right) + E\varepsilon\,(1 - F_{пл}).$$

Окончательно для микронапряжения имеем (рис. 2, *а*):

$$\sigma = E\left(\varepsilon - \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} F_{пл}\, d\varepsilon_i\right). \tag{1}$$

Касательный модуль легко определяется (рис. 2, *б*):

$$E_t = \frac{d\sigma}{d\varepsilon} = E(1 - F_{пл}). \qquad (2)$$

Вторая производная от σ (рис. 2, *в*):

$$\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2} = -E\frac{dF_{пл}}{d\varepsilon} = -Ef(\varepsilon), \qquad (3)$$

где $f(\varepsilon)$ — скорость роста пластической зоны.

Изучая процессы пластического деформирования полукристаллов металла кубической системы, нами обнаружено, что при осевом действии силы функция $f(\varepsilon)$ близка или к линейной зависимости (α-железо) или к параболической зависимости (хромоникелевая сталь).

1. **Линейная зависимость.** Пусть исходная функция пластического процесса линейная зависимость

$$f(\varepsilon) = f_0\left(\frac{\varepsilon_т - \varepsilon}{\varepsilon_т - \varepsilon_0}\right), \qquad (4)$$

причем,

$$\int\limits_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_т} f(\varepsilon)\,d\varepsilon = 1; \quad f_0 = \frac{2}{\varepsilon_т - \varepsilon_0}. \qquad (5)$$

По определению

$$F_{пл} = \int\limits_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} f(\varepsilon_1)\,d\varepsilon_1, \qquad (6)$$

поэтому

$$F_{пл} = \frac{3(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\varepsilon_т - \varepsilon_0} - \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_т - \varepsilon_0}\right)^2. \qquad (7)$$

Следовательно, касательный модуль

$$E_t = E(1 - F_{пл}) = E\left(1 - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_т - \varepsilon_0}\right)^2. \qquad (8)$$

Эта формула применяется для проверки конструкции из углеродистых сталей на устойчивость ($\sigma_{кр} = \pi^2 E_t/\lambda^2$ в пластической области). При этом необходимо знать выражение для напряжения в упруго-пластической области. Пользуясь формулой (1) и внося в нее выражение (7), после интегрирования имеем:

$$\sigma = E\left[\varepsilon - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{\varepsilon_т - \varepsilon_0} + \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^3}{3(\varepsilon_т - \varepsilon_0)^2}\right]. \qquad (9)$$

Характерно, что из (9) при $\varepsilon = \varepsilon_1$ получаем:

$$\varepsilon_r = \frac{3\sigma_1 - 2\sigma_0}{E}, \tag{10}$$

что дает для мягкой стали $\varepsilon_r = 0{,}00179$ ($\varepsilon_s = 0{,}001$). Для многих новых „тягучих" сталей упруго-пластическая область имеет больший по длине диапазон ε.

2. **Параболическая зависимость.** Пусть исходная функция пластического процесса — квадратная парабола вида:

$$f(\varepsilon) = f_0\left[1 - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}\right], \tag{11}$$

где, согласно (5),

$$f_0 = \frac{3}{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)}. \tag{12}$$

Площадь пластической зоны по (6)

$$F_{\text{пл}} = \frac{3}{2}\cdot\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0} - \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}\right)^3. \tag{13}$$

Касательный модуль теперь:

$$E_t = E\left[1 - \frac{3}{2}\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}\right)^3\right] \tag{14}$$

— выражение, резко отличное от (8).

Пользуясь (13) и внося его в соотношение (7), имеем следующую зависимость для σ:

$$\sigma = E\left[\varepsilon - \frac{3}{4}\cdot\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0} + \frac{1}{8}\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^4}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)^3}\right]. \tag{15}$$

Теперь при $\varepsilon = \varepsilon_1$ из (15) получаем:

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{3E}(8\sigma_1 - 5\sigma_0), \tag{16}$$

что хорошо соответствует данным для стали 15ХСНД.

Для случая стали с *большой областью пластических деформаций* (например, сплав 29: $\sigma_1 = 9000$, $\sigma_0 = 6000$, $\lambda_{\text{кр}} \approx 60$, $\sigma_{\text{кр}} = 9000 - 50\lambda$) функция $f(\varepsilon)$ берется по параболе вида:

$$f(\varepsilon) = f_0\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}\right)^2,$$

где $f_0 = 3(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)$.

Касательный модуль

$$E_t = E\left[\frac{3(\varepsilon-\varepsilon_0)}{\varepsilon_T-\varepsilon_0} - 3\left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_0}{\varepsilon_T-\varepsilon_0}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_0}{\varepsilon_T-\varepsilon_0}\right)^3\right]. \qquad (17)$$

Зависимость для σ:

$$\sigma = E\left[\varepsilon - \frac{3(\varepsilon-\varepsilon_0)^2}{2(\varepsilon_T-\varepsilon_0)} + \frac{(\varepsilon-\varepsilon_0)^3}{(\varepsilon_T-\varepsilon_0)^2} - \frac{(\varepsilon-\varepsilon_0)^4}{4(\varepsilon_T-\varepsilon_0)^3}\right]. \qquad (18)$$

Характерные деформации в этом случае будут равны: $\varepsilon_T = 0{,}00636$; $\varepsilon_0 = 0{,}00273$. Предельная гибкость $\lambda_{пр} = 60$, при превышении которой справедливо решение Эйлера. Значение ε_T, исходя из выражения (18), получаем по формуле

$$\varepsilon_T = \frac{16\sigma_T - 12\sigma_0}{E}.$$

Таким образом, получены физически вполне обоснованные выражения для E_t и σ в упруго-пластической области, что обеспечивает уточнение расчета конструкций по предельным состояниям с допуском пластических деформаций.

Для малоуглеродистой стали Ст. 3 нами произведено сопоставление значений касательного модуля, вычисленных по (8) и по формуле Шенли:

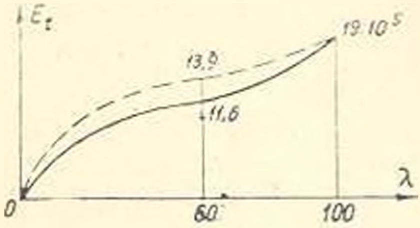

Рис. 3.

$$E_t = E\left[1 - \left(\frac{\sigma-\sigma_0}{\sigma_T-\sigma_0}\right)^2\right].$$

Результаты сравнения представлены на рис. 3 (пунктирная кривая—по Шенли, сплошная кривая—по формуле (8)). Значения модулей приведены в функции от гибкости λ для реализации расчетов на устойчивость. Действительные значения касательного модуля оказались ниже, чем по Шенли (при $\lambda = 60$ отклонение в 18.7%). Расчет на устойчивость по Шенли—не в запас устойчивости.

ЛИСИ

Поступило 31.X.19[illegible].

Ն. Կ. ՍՆԻՏԿՈ

ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ԽՆԴԻՐՆԵՐՈՒՄ ԱՌԱՁԳԱ-ՊԼԱՍՏԻԿԱԿԱՆ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՆԵՐԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ԿԻՐԱՌՄԱՆ ԱՌԹԻՎ

Ամփոփում

Օգտագործելով կվազիիզոտրոպ մարմնի փոքր էլեմենտի ձևափոխության ֆիզիկական պրոցեսի սխեման, հոդվածում առաջարկված է առաձգական-

թյան շեղափող ձողույի անալիտիկ արտահայտություն։ Կրիտիկականի պտտման անկյան մի շարք արժեքների համար ստացված են հոսունության սահմանի մասնակի արժեքներ, որոնց գումարը իրենից ներկայացնում է ագրեգատի հոսունության սահմանը։ Դիտված առաձգականության շեղափող ձողույի օգնությամբ ուսումնասիրված է սեղմված ձողի կայունությունը առաձգա-պլաստիկական դեֆորմացիաների տիրույթում։ Մասնավոր օրինակի վրա ցույց է տրված, որ ըստ Շենլիի կատարված կայունության հաշվարկը կարող է տալ կրիտիկական բեռի խիստ մեծացված արժեք։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Chwalla E.* Theorie des aussermittig gedruckten Stabes aus Baustahl. „Stahlbau", 1934, H. 21—23.
2. *Пинаджян В. В.* К вопросу несущей способности сжато-изогнутых стержней. „Проект и стандарт", № 1, 1938.
3. *Shanley F. R.* Inelastic Column Theory. JAS, v. 13, № 12, 1946.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտ. սերիա XXIV, № 3, 1971 Серия техн. наук

СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА

Т. Т. ХАЧАТРЯН

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ СВОБОДНО ОПЕРТОЙ ПО КОНТУРУ ПЛАСТИНКЕ

Рассматривается термонапряженное состояние свободно опертой по контуру двухслойной пластинки при стационарном тепловом потоке. Показывается, что после удовлетворения силовым краевым условиям определение перемещений и напряжений в произвольной точке плиты приводится к интегрированию двух уравнений Пуассона относительно прогиба w и функции перемещений u, v точек плоскости контакта $z=0$. Далее показывается, что касательные напряжения τ_{xz}, τ_{yz} и сумма нормальных напряжений σ_x и σ_y в любой точке плиты определяются непосредственно без интегрирования названных уравнений Пуассона.

Обозначим через E_1, μ_1, h_1 коэффициенты Юнга, Пуассона и толщину первого слоя, через E_2, μ_2, h_2 — те же величины для второго слоя. Координатную плоскость xOy совместим с плоскостью контакта слоев, ось z направим вниз (рис. 1). Закон изменения температуры t по толщине слоев пластинки $i=1$ и $i=2$ полагаем заданным в виде

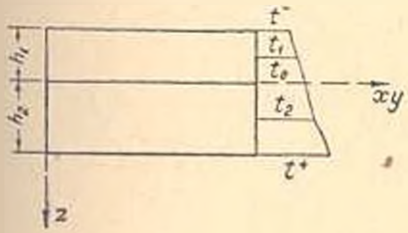

Рис. 1.

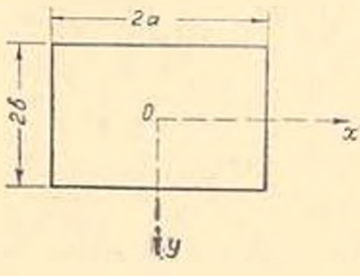

Рис. 2.

$$t_i = t_i(x,\ y,\ z); \quad t_0 = t_i(x,\ y,\ O). \tag{1}$$

Из законов Гука для основных напряжений σ_x, σ_y, τ_{xy} имеем следующие выражения:

$$\sigma_x^i = \frac{E_i}{1-\mu_i^2}\left[\frac{\partial u}{\partial x} + \mu_i \frac{\partial v}{\partial y} - z\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \mu_i \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right) - \alpha_i (1+\mu_i) t_i\right];$$

$$\sigma_y^i = \frac{E_i}{1-\mu_i^2}\left[\frac{\partial v}{\partial y} + \mu_i \frac{\partial u}{\partial x} - z\left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \mu_i \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right) - \alpha_i (1+\mu_i) t_i\right];$$

$$\tau_{xy}^i = \frac{E_i}{2(1+\mu_i)}\left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} - 2z \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}\right], \tag{2}$$

где u, v, w — перемещения точек плоскости $z=0$; α_i — коэффициенты температурных расширений для слоев $i=1$, $i=2$. Умножив (2) на dz и на zdz и интегрируя по толщине плиты, получим выражения для усилий T_1, T_2, S и моментов M_1, M_2, H. Эти выражения удобно представить в таком виде:

$$T_1 = \Phi - B_3 \frac{\partial v}{\partial y} + C_2 \frac{\partial^2 w}{\partial y^2};$$

$$T_2 = \Phi - B_3 \frac{\partial u}{\partial x} + C_2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}; \tag{3}$$

$$S = \frac{1}{2} B_3\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) - C_2 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}.$$

$$M_1 = \Psi - C_2 \frac{\partial v}{\partial y} - D_2 \frac{\partial^2 w}{\partial y^2};$$

$$M_2 = \Psi - C_2 \frac{\partial u}{\partial x} - D_2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}; \tag{4}$$

$$H = \frac{1}{2} C_2\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) - D_2 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y},$$

где

$$\Phi = (B_1 + B_2)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) - C_1 \nabla^2 w - A_1 f_1 - A_2 f_2; \tag{5}$$

$$\Psi = C_1\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) - D_1 \nabla^2 w - A_1 h_1 F_1 - A_2 h_2 F_2; \tag{6}$$

$$f_1 = \frac{1}{h_1}\int_{-h_1}^{0} t_1 dz; \quad f_2 = \frac{1}{h_2}\int_{0}^{h_2} t_2 dz; \tag{7}$$

$$F_1 = \frac{1}{h_1^2}\int_{-h_1}^{0} z t_1 dz; \quad F_2 = \frac{1}{h_2^2}\int_{0}^{h_2} z t_2 dz. \tag{8}$$

В приведенных формулах использованы сокращенные обозначения:

$$B_1 = \frac{E_1 h_1}{1-\mu_1^2}; \quad B_2 = \frac{E_2 h_2}{1-\mu_2^2}; \quad B_3 = (1-\mu_1) B_1 + (1-\mu_2) B_2;$$

$$C_1 = \frac{1}{2}(h_2B_2 - h_1B_1); \quad C_2 = \frac{1-\mu_2}{2}h_2B_2 - \frac{1-\mu_1}{2}h_1B_1;$$

$$D_1 = \frac{1}{3}(h_1^2B_1 + h_2^2B_2); \quad D_2 = \frac{1-\mu_1}{3}h_1^2B_1 + \frac{1-\mu_2}{3}h_2^2B_2; \tag{9}$$

$$A_1 = \alpha_1(1+\mu_1)B_1; \quad A_2 = \alpha_2(1+\mu_2)B_2; \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

Для поперечных сил

$$N_1 = \frac{\partial M_1}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial y} \quad \text{и} \quad N_2 = \frac{\partial M_2}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial x}$$

получим следующие выражения:

$$N_1 = \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{1}{2}C_2\frac{\partial \omega_z}{\partial y}; \quad N_2 = \frac{\partial \Psi}{\partial y} - \frac{1}{2}C_2\frac{\partial \omega_z}{\partial x}, \tag{10}$$

где ω_z — нормальные вращения элемента плиты:

$$\omega_z = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right). \tag{11}$$

Покажем теперь, что функции Φ, Ψ, ω_z, а следовательно и N_1, N_2 тождественно равны нулю.

Из уравнения равновесия

$$\frac{\partial N_1}{\partial x} + \frac{\partial N_2}{\partial y} = 0$$

следует, что Ψ есть гармоническая функция.

Из остальных двух уравнений равновесия имеем

$$\frac{\partial T_1}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial T_2}{\partial y} + \frac{\partial S}{\partial x} = 0$$

и из выражений (3) получаем

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} - B_1\frac{\partial \omega_z}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y} + B_1\frac{\partial \omega_z}{\partial x} = 0. \tag{12}$$

Отсюда следует, что Φ и $B_1\omega_z$ сопряженные гармонические функции. Краевые условия для свободно опертой прямоугольной плиты таковы (рис. 2):

$$\text{при } x = \pm a, \quad T_1 = v = 0; \quad M_1 = w = 0; \tag{13}$$

$$\text{при } y = \pm b, \quad T_2 = u = 0; \quad M_2 = w = 0.$$

Из этих условий и из выражений (3) и (4) заключаем, что на контуре пластинки гармонические функции Φ и Ψ равны нулю. Следовательно, они тождественно равны нулю, что приведет к равенству нулю также ω_z, N_1 и N_2.

Из (11), с учетом $\omega_z = 0$, можем принимать:

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}. \tag{14}$$

Поэтому (5) и (6) нам дают два уравнения, содержащие две неизвестные функции w и φ.

$$\Phi = (B_1 + B_2)\nabla^2\varphi - C_1\nabla^2 w - A_1 f_1 - A_2 f_2 = 0. \tag{15}$$

$$\Psi = C_1\nabla^2\varphi - D_1\nabla^2 w - A_1 h_1 F_1 - A_2 h_2 F_2 = 0. \tag{16}$$

Из этих уравнений получим:

$$\nabla^2\varphi = \frac{D_1}{D}(A_1 f_1 + A_2 f_2) - \frac{C_1}{D}(A_1 h_1 F_1 + A_2 h_2 F_2); \tag{17}$$

$$\nabla^2 w = \frac{C_1}{D}(A_1 f_1 + A_2 f_2) - \frac{B_1 + B_2}{D}(A_1 h_1 F_1 + A_2 h_2 F_2), \tag{18}$$

где

$$D = D_1(B_1 + B_2) - C_1^2. \tag{19}$$

Эти уравнения должны быть проинтегрированы при геометрических краевых условиях:

$$\begin{gathered} w = 0; \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0 \quad \text{при } x = \pm a, \\ w = 0; \quad u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0 \quad \text{при } y = \pm b. \end{gathered} \tag{20}$$

Покажем, что сумма нормальных напряжений $\sigma_x + \sigma_y$ и касательные напряжения τ_{xz} и τ_{yz} могут быть определены непосредственно без интегрирования уравнений (17) и (18).

Из (2) с учетом (14) имеем:

$$\sigma_x^i + \sigma_y^i = \frac{E_i}{1 - \mu_i}(\nabla^2\varphi - z\nabla^2 w - 2\alpha_i t_i). \tag{21}$$

Подставив в левую часть (20) выражения (17) и (18), получим формулу, в которой $\sigma_x + \sigma_y$ будут выражены непосредственно через температурные функции f_i и F_i, даваемые по (7) и (8).

Касательные напряжения τ_{xz} и τ_{yz} должны быть определены из уравнений равновесия:

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = -\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}; \quad \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = -\frac{\partial \sigma_y}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x}. \tag{22}$$

Подставив в правые части (22) выражения (2) и учитывая (14), находим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau^i_{xz}}{\partial z} &= -\frac{E_i}{1-\mu_i^2}\frac{\partial}{\partial x}\left[\nabla^2\varphi - z\nabla^2 w - \alpha_i(1+\mu_i)t_i\right], \\ \frac{\partial \tau^i_{yz}}{\partial z} &= -\frac{E_i}{1-\mu_i^2}\frac{\partial}{\partial y}\left[\nabla^2\varphi - z\nabla^2 w - \alpha_i(1+\mu_i)t_i\right]. \end{aligned} \tag{23}$$

Интегрируя эти уравнения по z и пользуясь при этом условиями равенства нулю касательных напряжений на торцевых плоскостях плиты, получим:

$$\tau^{(1)}_{xz} = -\frac{\partial \Phi_1}{\partial x}; \quad \tau^{(1)}_{yz} = -\frac{\partial \Phi_1}{\partial y}; \tag{24}$$

$$\tau^{(2)}_{xz} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial x}; \quad \tau^{(2)}_{yz} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial y}, \tag{25}$$

где

$$\Phi_1 = B_1\frac{z+h_1}{h_1}\left(\nabla^2\varphi + \frac{h_1-z}{2}\nabla^2 w\right) - A_1 f_1 - \frac{A_1}{h_1}\int_0^z t_1 dz; \tag{26}$$

$$\Phi_2 = B_2\frac{h_2-z}{h_2}\left(\nabla^2\varphi - \frac{h_2+z}{2}\nabla^2 w\right) - A_2 f_2 + \frac{A_2}{h_2}\int_0^z t_2 dz. \tag{27}$$

Подставив в эти формулы правые части (17) и (18), получим: $\Phi_1 = \Phi_1(x, y)$ и $\Phi_2 = \Phi_2(x, y)$, после чего по (24) и (25) находим напряжения τ_{xz} и τ_{yz} в любой точке плиты. Поскольку $N_1 = 0$, $N_2 = 0$, то в зависимости от заданных законов изменения температуры (11) эти напряжения либо тождественно равны нулю, либо они образуют уравновешенную систему сил в сечениях $x = \text{const}$ и $y = \text{const}$. В точках плоскости контакта слоев $z = 0$ соблюдаются условия $\tau^{(1)}_{xz} = \tau^{(2)}_{xz}$, $\tau^{(1)}_{yz} = \tau^{(2)}_{yz}$. Это следует из (15) и выражения (9) для C_1. Из (24) и (25) имеем:

$$\tau^{(2)}_{xz} - \tau^{(1)}_{xz} = \frac{\partial}{\partial x}(\Phi_1 + \Phi_2); \quad \tau^{(2)}_{yz} - \tau^{(1)}_{yz} = \frac{\partial}{\partial y}(\Phi_1 + \Phi_2),$$

при $z = 0$ имеем: $\Phi_1 + \Phi_2 = \Phi = 0$.

Приведенные выше уравнения и формулы упрощаются, если материалы слоев имеют одинаковые коэффициенты Пуассона $\mu_1 = \mu_2 = \mu$ и отличаются только модулями Юнга.

В случае однослойной плиты имеем: $E_1 = E_2 = E$; $\mu_1 = \mu_2 = \mu$; $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$. Принимая при этом $h_1 = h_2 = h/2$, вместо (17) и (18) получаем:

$$\nabla^2 \varphi = \alpha (1 + \mu) f; \tag{28}$$

$$\nabla^2 w = -12 \alpha \frac{1+\mu}{2} F, \tag{29}$$

где

$$f = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} t dz; \qquad F = \frac{1}{h^2} \int_{-h/2}^{h/2} zt dz. \tag{30}$$

Вместо (21) будем иметь:

$$\sigma_x + \sigma_y = \frac{\alpha E}{1-\mu} \left[(1+\mu) \left(f + 12 \frac{z}{h} F \right) - 2t \right]. \tag{31}$$

Формулы для касательных напряжений (24) и (25) будут иметь вид:

$$\tau_{xz} = \frac{\partial \Phi_0}{\partial x}; \qquad \tau_{yz} = \frac{\partial \Phi_0}{\partial y}, \tag{32}$$

где

$$\Phi_0 = \Phi_2 = -\Phi_1 = \frac{\alpha E}{1-\mu} \left[\frac{h-2z}{2} \left(f + 3 \frac{h+2z}{h} F \right) + \int_{h/2}^{z} t dz \right]. \tag{33}$$

При линейном распределении температуры по толщине плиты

$$t = t_0 + \frac{z}{h} \tau; \quad t_0 = \frac{t^+ + t^-}{2}; \quad \tau = t^+ - t^-,$$

поэтому получаем:

$$\Phi = 0; \quad \tau_{xz} = \tau_{yz} = 0; \quad \sigma_x + \sigma_y = -\alpha E t.$$

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

Поступило 3.II.1971.

Ռ. Մ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄՆԵՐԸ ՊԱՐԱԳԾՈՎ ԱԶԱՏ ՀԵՆՎԱԾ ԵՐԿՇԵՐՏ ՍԱԼՈՒՄ

Ամփոփում

Հոդվածում քննարկվում է պարագծով ազատ հենված երկշերտ սալի լարվածային վիճակը կայուն ջերմային հոսքի դեպքում։ Ցույց է տրված, որ եզրային ուժային պայմաններին բավարարելուց հետո սալի ցանկացած կետում տեղափոխումների և լարումների որոշումը բերվում է Պուասսոնի երկու հավասարումների ինտեգրմանը ըստ ձկվածքի և կոնտակտի հարթության կետերի տեղափոխումների ֆունկցիայի։ Բացահայտված է, որ սալի կամայական կետում շոշափող լարումները և նորմալ լարումների գումարը որոշվում են անմիջականորեն՝ առանց Պուասսոնի նշված հավասարումների ինտեգրման։

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտ. սերիա XXIV, № 3, 1971 Серия техн. наук

СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА

В. А. ЗАКАРЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗДАНИЙ ПОВЫШЕННОЙ ЭТАЖНОСТИ

Степень и характер сейсмического воздействия на здания и сооружения в значительной степени обусловлены их динамическими характеристиками. Сейсмическая нагрузка на сооружение определяется на основе значений ее периодов и форм свободных колебаний, а также декрементов колебаний. Аналитическое определение динамических характеристик связано со значительными вычислительными трудностями. Кроме того, на их значения существенное влияние оказывают факторы, не поддающиеся точному математическому учету, — жесткость заполнения и прочих неконструктивных элементов, деформативность перекрытий, податливость основания и т. д. Поэтому, для уточнения результатов теоретических исследований и выявления действительной картины работы здания при сейсмических воздействиях, необходимы экспериментальные данные о динамических характеристиках реальных зданий. С этой целью нами проведены около 400 натурных микросейсмических и два вибрационных испытания высотных зданий г. Еревана, в результате чего определены периоды свободных колебаний 78 зданий различных конструктивных решений и назначений: 41 жилого каркасного, 20 общественных каркасных, 17 комплексных и блочно-каркасных.

На рис. 1 приведены зависимости периодов всех испытанных зданий от числа их этажей. Как видно из рисунка, наиболее „гибкими" оказались каркасные здания общественного назначения, а наиболее „жесткими" — блочно-каркасные жилые здания. На основе этих данных получены эмпирические формулы для определения периода основной формы колебаний высотных зданий (T_1) в зависимости от числа этажей (n):

$$
\begin{aligned}
&\text{для общественных каркасных зданий} &&- T_1 = 0{,}084\,n - 0{,}10\,[сек];\\
&\text{для жилых каркасных зданий} &&- T_1 = 0{,}084\,n - 0{,}20\,[сек];\\
&\text{для жилых комплексных зданий} &&- T_1 = 0{,}068\,n - 0{,}15\,[сек]; \quad (1)\\
&\text{для жилых блочно-каркасных зданий} &&- T_1 = 0{,}042\,n - 0{,}05\,[сек].
\end{aligned}
$$

Определенные этими эмпирическими формулами величины периодов соответствуют начальным значениям периодов колебаний зданий, т. е. низким уровням напряжений.

При испытаниях здания колебания замерялись как в поперечном, так и в продольном направлениях. Для секционных каркасных зданий с поперечными несущими рамами значения периодов колебаний в продольном направлении оказались больше периодов колебаний в поперечном направлении в среднем на 30%, а для блочно-каркасных зданий — на 80%. Для комплексных и точечных каркасных зданий значения периодов в обоих направлениях оказались очень близкими и отличались в среднем на 8%.

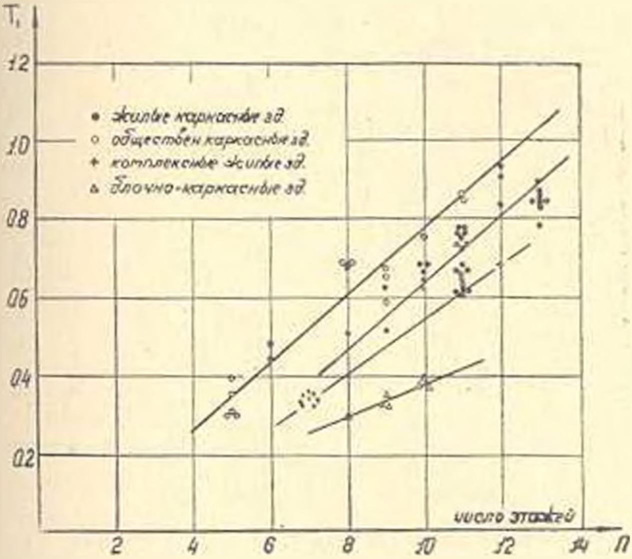

Рис. 1. Зависимость периода колебаний зданий от числа этажей.

Сравнение периодов колебаний голых каркасов (этажерок) и уже готовых зданий показало, что заполнение уменьшает значения периода основной формы колебаний каркаса-этажерки в среднем на 30%.

Анализ замеров колебаний зданий до и после их вселения и на протяжении последующих лет их эксплуатации показал, что вселение приводит к небольшому увеличению периода (до 10%) каркасных зданий высотой 10 и более этажей в основном в течение первых двух лет их эксплуатации.

Замеры колебаний как голых каркасов-этажерок, так и зданий по мере возведения этажей показали, что их периоды увеличиваются по линейному закону. Отметим, что такая же линейная зависимость периода от этажа получена и в работе [1] в виде:

$$T_1 = 2\pi (A_1 + B_1 n) \sqrt{\frac{m}{a}}. \quad (2)$$

Недостатком микросейсмических испытаний является то, что при этом здания находятся в низком напряженном состоянии и вследствие чрезмерной малости амплитуд не удается определять формы, декременты и значения периодов высших форм колебаний. Для определения динамических характеристик зданий при более высоких уровнях напряжений, как уже было отмечено, были подвергнуты вибрационному испытанию два наиболее характерных в конструктивном отношении здания: 12-этажный жилой дом Хорового общества со сборным каркасом и 11-этажный жилой дом Армгипроцветмета с монолитным каркасом. Равномерное ступенчатое повышение уровня напряжений при вибрационных испытаниях создавалось путем наращивания величин дебалансов вибраторов.

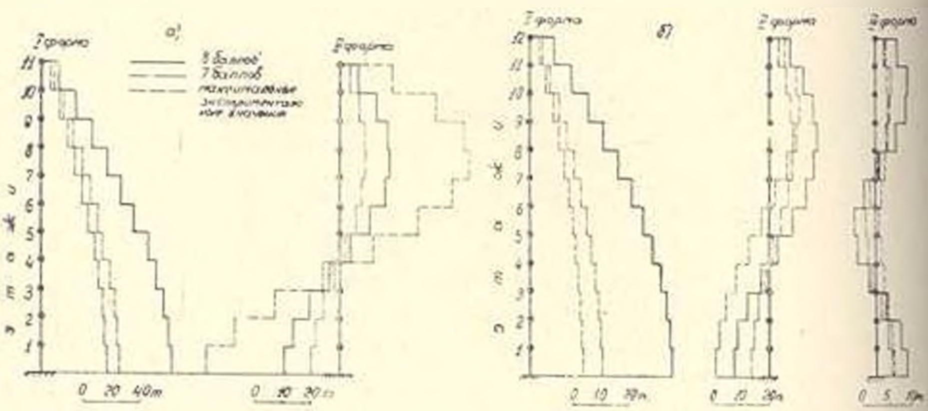

Рис. 2. Эпюры перерезывающих сил: а — здание с монолитным каркасом; б - здание со сборным каркасом.

С целью оценки уровня напряженного состояния, который был достигнут при вибрационных испытаниях, построены экспериментальные эпюры перерезывающих сил (рис. 2). Экспериментальные значения инерционных сил определялись по формуле:

$$S_{ki} = m_k Y_{ki} \left(\frac{2\pi}{T_i}\right)^2, \tag{3}$$

где m_k — масса k-го этажа;

Y_{ki} — экспериментальная амплитуда k-го этажа при i-ой форме колебаний;

T_i — экспериментальный период свободных колебаний i-ой формы.

Для сравнения на рис. 2 построены также расчетные эпюры перерезывающих сил согласно СНиП II-А. 12—69 для землетрясений интенсивностью в 7—8 баллов. Как видно из рисунка, экспериментальные эпюры первой формы близки к расчетной 7 балльной, а эпюры II формы — к 8 балльной.

Вибрационные испытания показали, что междуэтажные перекрытия, даже при уровнях напряжений, близких к расчетным, не депланируются и играют роль жестких, поступательно перемещающихся дисков, перераспределяющих усилия между стойками каркаса. Это наглядно видно из рис. 3, где построены экспериментальные формы колебаний. На рисунке приведены также теоретические формы колебаний, построенные по данным работы [2]. Как видно из рисунка, экспериментальные и теоретические формы почти совпадают. Причем, формы колебаний здания с монолитным каркасом имеют лучшее совпадение с теоретической кривой, что можно объяснить тем, что в этом случае перекрытия лучше выполняют роль жестких дисков. Легко заметить, что с увеличением уровня напряжений экспериментальная кривая все более приближается к теоретической.

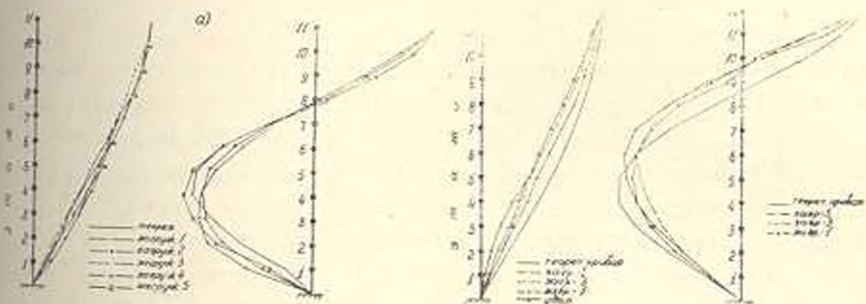

Рис. 3. Формы колебаний зданий: а—здание с монолитным каркасом; б—здание со сборным каркасом.

На рис. 4 приведены графики зависимости периодов свободных колебаний зданий от величины перерезывающей силы на уровне I этажа (в баллах и тоннах). Отметим, что значения периодов, определенные при микросейсмических испытаниях и при низких уровнях напряжений вибрационных испытаний, оказались одинаковыми. Как видно из рисунка, значения периодов по мере возрастания уровня напряжений

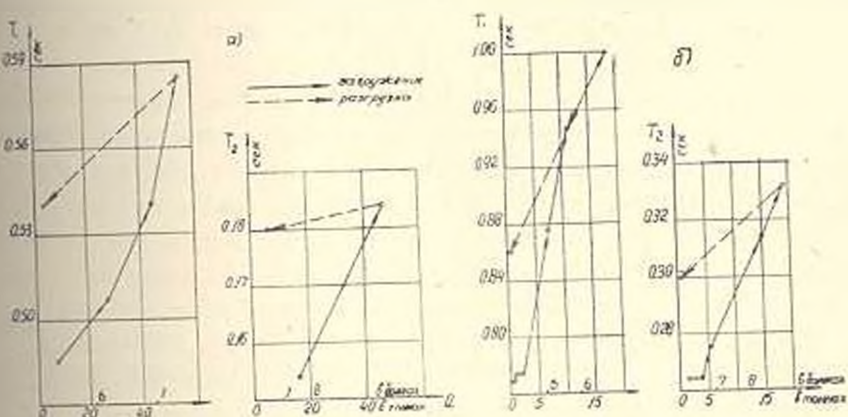

Рис. 4. Зависимость периода от уровня напряжений: а—здание с монолитным каркасом; б—здание со сборным каркасом.

увеличивались, причем, период основной формы колебаний увеличился еще до появления в здании повреждений: для здания со сборным каркасом на 30 %, а для здания с монолитным каркасом на 20 %. При дальнейшем повышении уровня напряженного состояния и появлении в зданин повреждений имело место более интенсивное увеличение периода.

Исходя из указанного, для определения периодов свободных колебаний каркасных зданий при учете нелинейности их работы формула (2) примет вид:

$$T_i = 2\pi (A_i + B_i n) \delta \sqrt{\frac{m}{a}}, \tag{4}$$

где A_i и B_i — безразмерные коэффициенты, зависящие от формы колебаний [1]; δ — безразмерный коэффициент, учитывающий нелинейность работы здания; m — масса этажа; a — жесткость этажа.

Значения коэффициента δ рекомендуем принимать: для зданий со сборным каркасом 1,3, для зданий с монолитным каркасом 1,2. Указанный коэффициент имеет несколько большее значение для сборного каркаса, по-видимому, из-за наличия в последнем стыков, которые при любом методе замоноличивания все же „страдают" некоторой податливостью.

Таким образом, легко получаемые данные микросейсмических испытаний могут быть широко использованы в расчетах и исследованиях, благодаря переходным коэффициентам, учитывающим нелинейность работы конструкции здания при повышении уровня напряжений. Отметим, что при испытаниях между частотами первых трех форм колебаний почти всегда соблюдалось соотношение: $p_1 : p_2 : p_3 = 1 : 3 : 5$, что, так же как и формы колебаний, указывает на преобладание сдвиговых деформаций.

Значения периодов, определенные по формуле (2), для всех испытанных зданий оказались выше действительных в среднем на 30%, что можно объяснить тем, что в формуле не учтено влияние заполнения на общую жесткость здания. Очевидно, что заполнение несколько повышает жесткость этажа. Поэтому формула (2) с учетом влияния заполнения и нелинейности работы здания примет вид:

$$T_i = 2\pi (A_i + B_i n) \delta \sqrt{\frac{m}{\varphi a}}, \tag{5}$$

где φ — безразмерный коэффициент, учитывающий влияние заполнения на жесткость каркасного здания.

По данным натурных испытаний независимо от вида заполнения (перегородочное, пемзоблочное или каменное) значение коэффициента φ следует принимать в пределах $\varphi = 1,6 - 1,8$.

Из вышеизложенного следует, что увеличение периода из-за нелинейности работы здания и его уменьшение из-за влияния жесткости заполнения почти эквивалентны. Поэтому периоды колебаний каркасных зданий могут быть определены и без учета коэффициентов δ и φ, т. е.

по формуле (2). Однако при этом необходимо учесть, что вычисленные значения периодов соответствуют высоким уровням напряжений, а не начальным, микросейсмическим значениям.

Значения декрементов колебаний определялись как при микросейсмических, так и при вибрационных испытаниях. В первом случае их значения определялись непосредственно из записей затухающих колебаний, как логарифм отношения соседних амплитуд, а при вибрационных испытаниях декременты определялись и по экспериментальным резонансным кривым, причем, как по пиковой амплитуде A, т. е. коэффициенту динамичности, так и по ширине резонансной кривой при $0{,}5\,A$ и $0{,}7\,A$. Сопоставление полученных данных показало, что декременты, определенные при микросейсмических испытаниях, очень малы и сильно отличаются от декрементов, соответствующих низким уровням вибрационных испытаний (в 3 и более раза). На рис. 5 приведены

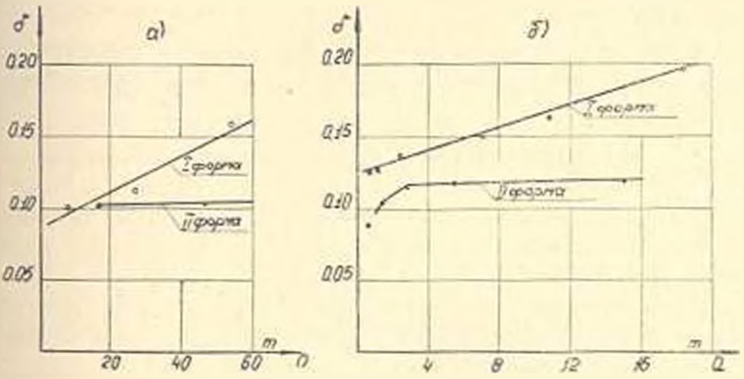

Рис. 5. Зависимость декрементов от уровня напряжений: а — здание с монолитным каркасом; б — здание со сборным каркасом.

зависимости декрементов от перерезывающей силы на уровне I этажа. Из рисунка видно, что при вибрационных испытаниях значения декрементов I формы свободных колебаний по мере увеличения уровня напряжений возрастают, а декременты II формы колебаний практически не зависят от уровня напряжений и оказались несколько меньше соответствующих значений I формы. В целом значения декрементов для здания с монолитным каркасом оказались несколько меньше соответствующих значений для здания со сборным каркасом.

В результате вибрационных испытаний было также выявлено, что податливость основания (горизонтальное смещение здания по основанию и качание коробки здания) почти не влияет на общее деформированное состояние каркасного здания и что его смещения в основном обусловлены сдвиговой деформацией коробки здания.

Армянский НИИ стройматериалов и сооружений Поступило 8.IV.1971.

Վ. Ա. ԶԱՔԱՐՅԱՆ

ԲԱԶՄԱՀԱՐԿ ՇԵՆՔԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆ

Ամփոփում

Հոդվածում ընդհանրացված են շուրջ 400 դինամիկ փորձարկումների տվյալները, որի հետևանքով որոշված են տարբեր կոնստրուկտիվ լուծում և նշանակություն ունեցող 78 շենքերի դինամիկ բնութագրերը: Միկրոսեյսմիկ և վիբրացիոն փորձարկումների արդյունքների հիման վրա ի հայտ են բերված նաև շենքերի դինամիկ բնութագրերի կախվածությունը տարբեր գործոններից՝ լարման մակարդակից, հիմնատակի ընկրկելիությունից, հարկայնությունից, կարկասի լիցքից, կոնստրուկտիվ առանձնահատկություններից, շահագործման ժամանակից և այլն:

Առաջարկված են բանաձևեր շենքերի սեփական տատանումների պարբերությունների որոշման համար, որոնք հաշվի են առնում դեֆորմացիաների ոչ-գծայնությունը և լիցքի ազդեցությունը շենքի ընդհանուր կոշտության վրա:

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гороян Т. А., Хачиян Э. Е.* К определению периодов и форм свободных колебаний многоэтажных каркасных зданий. „Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)", т. XXIII, № 5, 1970.

3. Рекомендации по определению периодов и форм колебаний каркасных зданий. Издание АИСМ, Ереван, 1970.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտ. սերիա XXIV, № 3, 1971 Серия техн. наук

МАШИНОСТРОЕНИЕ

А. В. КОНОВАЛОВ, С. А. ГАСПАРЯН

ОБ ОЦЕНКЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ УСТАЛОСТИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ НАГРУЖЕНИИ

В последнее время стали получать распространение расчетные методы оценки долговечности при сложных условиях изменения амплитуды напряжения, которые базируются на корректированной гипотезе линейного суммирования повреждений. Аналитическое описание этой гипотезы при непрерывном изменении амплитуд напряжений в общем виде может быть представлено [1] зависимостью:

$$\lambda \int_0^{n_б} \frac{dn}{N} = a, \tag{1}$$

где a — мера суммарного накопления повреждения в механическом представлении, учитывающая упрочнение и разупрочнение металла в процессе усталостных испытаний (величина a является интегральной результирующей характеристикой, отражающей конечный итог взаимодействия различных процессов, происходящих в металле при нестационарном переменном нагружении [2]);

N и n — предельное и текущее числа циклов изменения напряжений, соответствующие уровню σ;

$n_б$ и λ — число циклов изменения напряжений в одном блоке и число блоков соответственно.

При $a = 1$ выражение (1) соответствует простой линейной гипотезе суммирования повреждений, предложенной в [3] на основе представления о равномерно возрастающем накоплении усталости. При этом не учитывалось влияние различных факторов, связанных как с особенностями конструкции детали, так и собственно режима нагружения на интенсивность этого процесса. Отклонение от простой линейности суммирования в пределах $0,5 \leqslant a \leqslant 2$, полученное в ряде исследований, трактовалось как появления статистической природы усталости. Однако, указанные результаты обычно соответствуют мягким режимам нагружения, когда амплитуда напряжений варьируется в сравнительно узких пределах.

При плавном изменении напряжений можно получить значения a и больше 2 (до 4—5), но даже широкое варьирование параметров режима (4) не приводит к минимальным значениям a, меньшим 0,5—0,7. Эта количественная оценка может быть дополнена анализом пространственной изменчивости a в зависимости от параметров нагружения (см. рис. 1), когда удается показать закономерный характер изменения величины меры накопления повреждений.

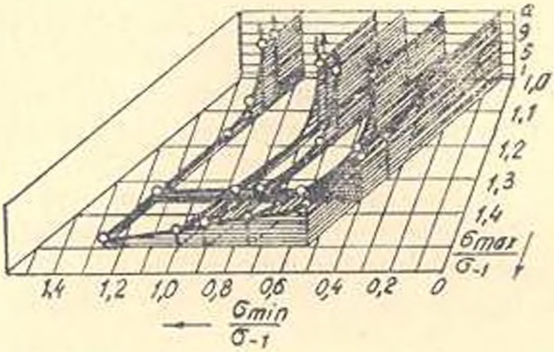

Рис. 1. Пространственная диаграмма изменения величины a для стали 45.

Рис. 2. Зависимость a_2 от $\sigma_{экв. осн}/\sigma_{-1}$: а) для стали 45; б) для стали 40Х.

Расширение полосы нагружения, как, например, при спектрах с пиковыми кратковременными перегрузками, приводит к значениям a = 0,1—0,2 и менее, что тем более не может быть объяснено лишь одной статистической природой усталости. На рис. 2 показана закономерная связь величины a с условиями нагружения в случае наложения пиковых перегрузок на основной спектр. В то же время приведённые данные не противоречат статистической природе усталости, вызванной структурной неоднородностью материала, наличием различных фаз и включений, искажениями кристаллической решетки и др. Они позволяют рассматривать накопленное повреждение в более широком смысле, как состоящее из двух составляющих: случайной и детерминированной, что помогает устранить кажущиеся противоречия о различной природе a и обоснованно подходить к оценке гипотезы суммирования повреждений. Следует лишь иметь ввиду, что представление о случайной составляющей меры накопленного повреждения существенно зависят от вероятностной модели, выбранной или построенной для отражения свойств случайного процесса усталости. Аналитические поиски в этом направлении в ряде случаев приближаются к данным экспериментальных исследований, не объясняя, однако, некоторых результатов, важных и для практических приложений.

Преимущество же экспериментальных методов проявляется не только применительно к практическим задачам исследования. Эти методы, несмотря на большую трудоемкость, позволяют выявлять результирующие эффекты сопротивления усталости. Основываясь на экспериментальных данных о зависимости величины среднего квадратичного отклонения логарифма долговечности $S[\lg n]$ от самого логарифма $\lg n$, обработанных в [5] для конструкционных сталей, и, используя предложенный в [5] метод, можно получить нижнюю оценку дисперсии величины a.

В предположении справедливости линейной гипотезы, когда медианное значение $\bar{a} = 1$ и $\lg \bar{a} = 0$, при экспериментальном определении величины $\bar{a}$ ($n = 20$ образцов на вариант) интеграл возможных случайных колебаний $\bar{a}$ вследствие рассеяния величин долговечности составит $0{,}8 < \bar{a} < 1{,}6$ для значений $S[\lg n] = 0{,}1 \div 0{,}2$, чаще всего встречающихся при испытании образцов из конструкционных сталей.

По обширным экспериментальным данным [6], обработанным в [5] для стальных образцов, значения $\bar{a}_{эксп} = 0{,}75 \div 1{,}19$, что вполне соответствует сделанной оценке случайных колебаний $\bar{a}$ и позволяет величины a, превышающие приведенные, отнести к детерминированным отклонениям. Таким образом, экспериментально подтверждается целесообразность рассмотрения суммы накопленного повреждения в виде двух составляющих: случайной и детерминированной. Уточнение расчетных значений величины a требует изучения каждой из этих составляющих.

Изучение детерминированной составляющей меры накопленного повреждения позволяет оценить влияние параметров режимов нагружения на сопротивление усталости. В связи с этим одной из важнейших задач по изучению сопротивления усталости следует считать накопление данных о реальной нагруженности оборудования в течение длительного времени.

Как известно, эксплуатационные режимы нагружения машины отличаются неограниченным многообразием, вследствие чего и экспериментальные исследования на усталость при нестационарных режимах нагружения приводятся по программам, составленным на основе аппроксимации законов изменения амплитуд напряжений во времени. При разнообразии реальных условий нагружения составление усталостных характеристик металлов, полученных при нестационарных нагрузках, существенно затруднено. Вследствие этого целесообразно систематизировать данные о режимах нагружения на основе количественной оценки какого-либо интегрального параметра, характеризующего нестационарность нагружения и позволяющего разработать унификацию (или типизацию) режимов нагружения. Одним из параметров, который может быть использован для этого, является безразмерная величина S, выражающая площадь фигуры под кривой изменения амплитуды напряжения в относительных координатах, предельное значение которой при стационарном режиме нагружения принимается равным единице. Расчетным параметром для той же цели может служить коэффициент переменности нагружения k_Q, позволяющий предложить унифицированную систему режимов нагружения. В литературе нашло отражение использование S и k_Q для целей расчетной практики. Однако, как следует из рекомендаций [8], использование S ограничено при больших отношениях максимальных и минимальных напряжений, что подтверждает нелинейный характер связи между a и S [4, 7]. Применение в качестве интегрального параметра режима нагружения величины k_Q при расчетах на долговечность не ограничено формой спектра и позволяет корректировать нелинейность суммирования повреждений с помощью коэффициента $k = 1/\sqrt[m]{a}$. Следует отметить также и возможность количественной оценки влияния условий нагружения на сопротивление усталости в вероятностном аспекте.

Обычно результаты усталостных испытаний аппроксимируются в виде предельной кривой усталости, отвечающей простейшему степенному уравнению

$$\sigma^m N = \text{const}.$$

Результаты испытания при нестационарном нагружении отображаются так называемыми вторичными кривыми усталости, отнесенными к максимальным (или минимальным) напряжениям действующего спектра.

Учитывая, что для стационарного режима

$$\sigma_{-1}^m N_0 = \sigma^m N = \sigma_{max}^m N_1,$$

при подставке в зависимость (1) выражений для N_1:

$$dn = n_0 \Phi'(x), \quad N_n = \Sigma n_i, \quad \zeta = \frac{\sigma_{min}}{\sigma_{max}} \text{ и } x = \frac{\sigma}{\sigma_{max}}.$$

получим общую расчетную формулу для определения a:

$$a = \frac{N_n}{N_1} \int x^m \Phi'(x)\, dx, \qquad (2)$$

где σ_{max}, σ_{min} — максимальная и минимальная амплитуды напряжения в программном блоке; σ_{-1} — предел усталости, соответствующий числу циклов принятому за базовое; $\Phi'(x)$ — функция плотности распределения действующих напряжений σ при заданном законе их изменения в блоке $\Phi(x)$; N_1, N_n — числа циклов до разрушения при заданном уровне перенапряжения σ_{max} по исходной и вторичной кривым усталости; m — показатель степени исходной кривой усталости.

Благодаря введению в (2) значений N_n и N_1, определение величины a оказывается возможным не только в зависимости от заданного уровня напряжения, но и от вероятности неразрушения $P(N)$.

Существенное значение имеет также определение с помощью вторичных кривых усталости и величины вторичного предела усталости, являющегося основной механической характеристикой при расчете на длительную долговечность.

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

Поступило 1? VI.1970.

Լ. Վ. ՍՈՒՔԻԱՍՅԱՆ, Ս. Ն. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

ՈՉ-ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ԲԵՌՆԱՎՈՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ ՀՈԳՆԱԾՈՒԹՅԱՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ԳՆԱՀԱՏՄԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ամփոփում

Հոդվածում շարադրված են հոգնածության դիմադրության վրա ոչ-ստացիոնար բեռնավորման ազդեցության գնահատման հարցերը։ Քննարկված է հոգնածության դիմադրության օրինաչափությունների հետազոտման հնարավորությունը, հիմնվելով մեխանիկական փորձարկումների մեթոդների զարգացման վրա՝ հոգնածության հետևանքով առաջացող քայքայումների կուտակման գումարային չափի որոշակիական ու վիճակագրական բացահայտման և մեքենաների մասերի բեռնավորման առանձնահատկությունների հաշվառմամբ։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Серенсен С. В.* и др. Несущая способность и расчеты деталей машин на прочность. Машгиз, 1969.
2. *Решетов Д. Н.* Расчет деталей станков на прочность. Сб. „Прочность при неустановившихся режимах переменных напряжений", изд. АН СССР, 1954.

3. *Palmgren A.* Endurance of Ball-Bearings. „Z. Ver. Dtsch. Ing.", 68 (1924), 339.
4. *Коновалов Л. В.* Рациональное нагружение металлов при обеспечении длительной долговечности. „Вестник машиностроения", № 1, 1967.
5. *Когаев В. П.* Усталость и несущая способность узлов и деталей машин при стационарном и нестационарном переменном нагружениях. НТО Машпром, М., 1966.
6. *Corten H. T., Dolan T. J.* Cumulative fatigue damage. Inst. Conf. on Fatigue of Metals, London, 1956.
7. *Гаспарян С. А., Олейник Н. В., [illegible] С. А.* Об оценке режима нагружения при усталостных испытаниях. Сб. „Детали машин и ПТМ", вып. 8, 1968.
8. *Серенсен С. В., Когаев В. П.* Долговечность деталей машин с учетом вероятности разрушения при нестационарном переменном нагружении. „Вестник машиностроения", № 1, 1966

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտ. սերիա XXIV, № 3, 1971 Серия техн. наук

ГИДРАВЛИКА

Я. А. АДАМСЯН, А. М. ГАСПАРЯН, Р. Е. АКОПЯН

К РАСЧЕТУ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ПЕРЕМЕЩЕНИЯ АЭРОСМЕСЕЙ

В работе [1] нами показано, что аэросмесь по трубопроводу может перемещаться в плотном слое с концентрацией, равной концентрации этих частиц в насыпной массе. Получены выражения для определения скорости, удельного веса и концентрации аэросмеси по ходу транспорта. Рассмотрен вопрос критических скоростей движения аэросмеси по горизонтали. При этом расчет горизонтального перемещения сводится к раскрытию функции

$$\frac{dP_T}{dl} = f(D, V, \gamma_c), \tag{1}$$

где P_T — потери давления на трение по ходу транспорта; l — длина горизонтального участка; D — диаметр трубопровода; V — скорость аэросмеси; γ_c — удельный вес аэросмеси.

Без знания вида функции (1) не представляется возможным применение уравнения Бернулли к аэросмесям. Известная формула Дарси—Вейсбаха в данном случае неприменима ввиду неизвестности вязкости аэросмеси.

В продолжении работы [1] в настоящей статье приводятся результаты проведенных нами экспериментальных исследований, цель которых — раскрытие функции (1) и получение расчетного уравнения для горизонтального перемещения аэросмесей.

1. Краткое описание опытов. Для экспериментального определения зависимости (1) нами проведен ряд экспериментов на различных лабораторных и полупромышленных установках. Схема одной из этих установок приведена на рис. 1.

На этой и на других, не приведенных здесь, установках были проведены опыты по пневмотранспорту глинозема и цемента по трубам диаметрами 10, 15, 17,6, 26,5, 35, 40 и 53 *мм*. Длина транспортного трубопровода составляла от 5,4 до 41,6 *м*, удельная производительность трубопроводов менялась в пределах от 2000 до 10000 *кг/сек·м²*, начальное избыточное давление колебалось от 600 до 3100 *мм* ртутного столба, скорость аэросмесей составляла от 1 до 25 *м/сек*, удельный вес аэросмеси менялся от 960 до 170 *кг/м³*.

Опыты проводились следующим образом. Из монжуса *Б* (полной емкостью 300 литров) материал транспортировался по трубопроводу с диаметром $D = 10$ *мм* в аналогичную емкость *А*, установленную на весах. При установившемся режиме транспорта замерялись: давление (ртутным манометром) на указанных на схеме 17 точках трубопровода и на двух монжусах. Одновременно через газовые часы измерялся объем отработанного воздуха после фильтров (на схеме не показаны) и приращение веса монжуса *А*. Таким образом, опытом определялись: ход изменения давления по трубопроводу, количество транспортированного материала, расход воздуха. В течение каждого опыта соблюдалось постоянство давления в монжусе $Б - P_н$, следовательно, и постоянство производительности q. По завершении каждого опыта пневмотранспортом материал из монжуса *А* передавался в монжус *Б* по короткому, отдельному трубопроводу. Для каждого значения $P_н$ (или q) выполнялось 4—6 опытов.

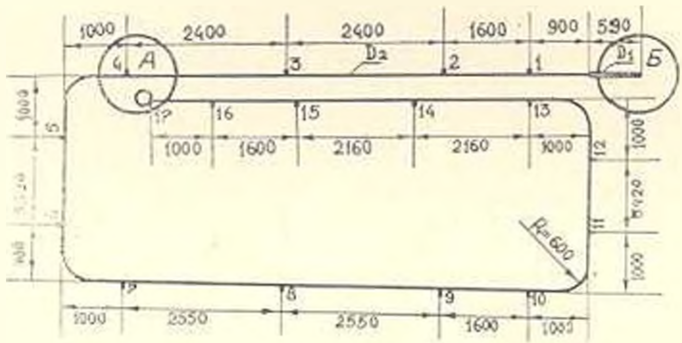

Рис. 1.

На установке испытывался пневмотранспорт глинозема для 6 значений $P_н$ (от 2880 до 3770 *мм* рт.) или 6 значений q (от 2320 до 3350 *кг/м²сек*). При этом скорости аэросмесей от точки *1* до точки *17* (см. рис. 1) менялись в диапазоне от 2,74 до 17,3 *м/сек*, а удельный вес аэросмеси—от 780 до 200 *кг/м³*.

На той же установке испытывался пневмотранспорт цемента для пяти значений $P_н$ (от 2880 до 3680 *мм*), соответствующих значениям q от 1800 до 3100 *кг/м²сек*.

На основании опытов определялись: общие потери давления ΔP на данном участке трубопровода, потери на единицу длины пути, начальная скорость аэросмеси V_1, расход воздуха на транспорт одного килограмма материала n и начальная концентрация аэросмеси φ_1 (или удельный вес γ_1). По формулам работы [1] в 17 точках трубопровода определены скорости V и удельные веса γ.

2. **Разложение ΔP на ΔP_1 и ΔP_2.** Общее падение давления на данном участке, пересчитанное на единицу длины,

$$\Delta P = \frac{P_н - P_к}{\Delta l} = \Delta P_1 + \Delta P_2 \qquad (2)$$

состоит из двух слагаемых: безвозвратных потерь на трение—$\Delta P_т$ и перехода части давления в кинетическую энергию—$\Delta P_к$.

Возникает вопрос—каким образом ΔP разложить на свои слагаемые и определить величину $\Delta P_т$.

Очевидно, что ΔP_k возникает благодаря существованию $\Delta P_т$, которое является непрерывной функцией потока. $dP_т$ и $dP_к$ возникают одновременно и взаимосвязаны. Однако, при известности их суммы, раздельное их определение нам неизвестно.

К разложению ΔP на $\Delta P_т$ и $\Delta P_к$ мы подошли следующим приближенным путем. Очевидно, что при падении давления аэросмесь, расширяясь от давления $P_н$ до давления $P_к$, на данном участке произведет определенную работу, затрачиваемую на трение и на приращение кинетической энергии. Работа, совершаемая 1 *кг* аэросмеси на единицу пути Δl, определяется выражением:

$$\Delta L \Delta l = \left| 2{,}3 P_н n 10^{4} \lg \frac{P_н}{P_к} - \frac{1}{\gamma_т}(P_н - P_к) \right| \; кГм/кг. \qquad (3)$$

Расширение воздуха принимается изотермическим (теплоемкость твердой фазы очень велика по сравнению с таковой для газа), что выражается первым членом правой части (3). Второй член уравнения представляет собой работу, совершаемую 1 *кг* твердой фазы, имеющей объем $\frac{1}{\gamma_т}$. Приращение кинетической энергии на единицу пути данного участка будет:

$$\Delta L_к = \frac{V_к^2 - V_н^2}{2g\,\Delta l} \; кГм/кг, \qquad (4)$$

где $V_н$ и $V_к$ — скорости в начале и в конце данного участка.

Работа на трение на единицу пути определяется выражением:

$$\Delta L_т = \Delta L - \Delta L_к. \qquad (5)$$

Значения ΔL и $\Delta L_к$ определяются по (3) и (4) на основании данных опыта.

Имея значения всех трех членов (5), принимаем допущение о пропорциональности соответствующих членов уравнений (2) и (5), т. е.

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = \frac{\Delta P_т}{\Delta L_т} = \frac{\Delta P_к}{\Delta L_к} = K. \qquad (6)$$

Определив K по известным значениям ΔP и ΔL, находим значения $\Delta P_т$ и $\Delta P_к$. Очевидно, что для различных участков трубопровода K имеет различные значения. С уменьшением абсолютного давления уменьшается K, однако, при небольшой длине участка его величина практически постоянна.

В уравнении (6), конечно, имеется погрешность, однако, как показали проверочные расчеты, эта погрешность, вызванная допущением равенства $\frac{\Delta P_т}{\Delta L_т}$ и $\frac{\Delta P_к}{\Delta L_к}$, незначительна и практически неощутима.

Пример определения $\Delta P_т$ и $\Delta P_и$ приводится в табл. 1.

Таблица 1

Участки трубопровода по рис. 1	$P_н$	$P_к$	ΔP	ΔL	$\Delta L_к$	$\Delta L_т$	K	$\Delta P_т$	$\Delta P_и$
1—2	3390	3259	81,9	1,45	0,037	1,413	56,5	79,8	2,1
3—4	3079	2905	72,5	1,47	0,044	1,426	49,3	70,2	2,3
8—9	2164	2014	58,8	1,54	0,098	1,442	38,2	55,0	3,8
11—12	1625	1430	57,0	1,92	0,234	1,686	29,7	50,0	7,0
14—16	925	732	51,4	3,03	1,26	1,770	17,0	30,0	21,4

В графах 2 и 3 приведены измеренные значения абсолютных давлений в начале и в конце данного участка в *мм* рт. столба. В графе 4 показаны перепады давления на единицу пути $\Delta P = (P_н - P_к)/\Delta l$. Δl — длина участка в *м*. В графе 5 приведены значения работы расширения 1 *кг* аэросмеси на 1 *м* пути данного участка, рассчитанные по (3). В графе 6 показано приращение кинетической энергии 1 *кг* аэросмеси на 1 *м* пути данного участка. $\Delta L_к$ рассчитана по (4), где $V_к$ и $V_н$ подсчитаны по [1]. Затраты работы на трение (гр. 7) определены как разница между ΔL и $\Delta L_к$. В графе 8 приведено отношение $\Delta P/\Delta L$.

Приведенные в табл. 1 данные относятся к транспорту глинозема по трубопроводу с диаметром 10 *мм* при удельной производительности 3350 *кг/м²сек*, давлении $P_н = 3780$ *мм* рт. столба (абсолютное), значении объемного расхода воздуха $n = 0,89$ *литр/кг*. Начальная скорость аэросмеси составляла 3,94 *м/сек*, а конечная — 17,3 *м/сек*.

Как видно из таблицы, по ходу транспорта уменьшается общий удельный перепад давления ΔP, а расход давления при приращении кинетической энергии (гр. 10) закономерно и быстро растет. Работа на преодоление сопротивления движению ($\Delta L_т$) также растет, но так медленно, что приводит к довольно быстрому уменьшению потерь давления $\Delta P_т$. Это очень важное обстоятельство, говорящее о большом влиянии концентрации твердой фазы на $\Delta P_т$.

3. Определение потерь давления на трение. По данным опытов, проведенных над глиноземом при 6 значениях производительности q, для всех 12 прямолинейных горизонтальных участков трубопровода определены средние величины V, γ_c и ΔP.

Допуская, что при постоянном D функция (1) может быть представлена в виде

$$\frac{dP_т}{dl} = \Delta P_т = K V^x \gamma_c^y, \tag{7}$$

то при $D = 10$ *мм* способом наименьших квадратов найдены: $K = 0,09772$; $x = 0,5$; $y = 1,28$.

Считая, что x и y не зависят от диаметра трубопровода, влияние D на коэффициент K представляем в виде зависимости

$$K = K' D^{z}. \tag{8}$$

Для определения значений показателя z данные опытов, полученные при диаметрах $D = 15{,}5;\ 26{,}5;\ 35;\ 40;\ 53$ *мм*, также обработаны методами наименьших квадратов и по (7) определены значения коэффициента K для каждого горизонтального участка в отдельности. Отклонение значений K от среднего не превышало $\pm 10\%$. Найденные значения K нанессны на рис. 2 и проведена усредняющая прямая, уравнение которой

$$\lg K = \lg K' - z \lg D \text{ или } K = 0{,}003846\, D^{-1,71}. \tag{9}$$

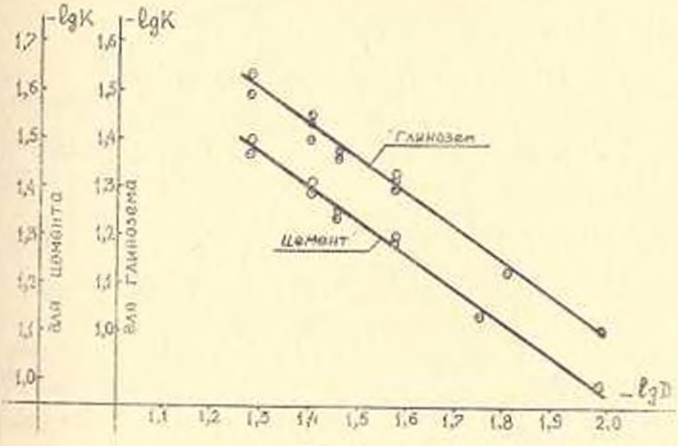

Рис. 2.

Из уравнений (7) и (9) получается:

$$\Delta P_1 = 0{,}003846\, D^{-1,71}\, V^{0,5} \gamma_1^{1,2} \ [кГ/м^2]. \tag{10}$$

Аналогичным путем для пневмотранспорта цемента была уста[illegible]лена применимость (10), если в нем коэффициент 0,003846 заменить цифрой 0,004074.

4. Расчетное уравнение для горизонтального пневмотранспорта. С учетом (10) уравнение Бернулли можно записать в виде

$$-dP = 0{,}003846\, D^{-1,71}\, V^{0,5} \gamma_1^{1,2}\, dl + \frac{V dV}{g} \gamma_c. \tag{11}$$

Выражая V и γ_c через известные начальные значения скорости V_1 и удельного веса γ_1 [1], выражение (11) примет вид

$$\left|\varphi_1 + (1-\varphi_1)\frac{P_1}{P}\right|^{0,78} dP - \frac{V_1^2\gamma_1 P_1(1-\varphi_1)}{g}\left|\varphi_1 + (1-\varphi_1)\frac{P_1}{P}\right|^{-0,22}\frac{dP}{P^2} +$$

$$+ 0,003846\, D^{-1,21}\, V_1^{1,8}\gamma_1^{1,2}\, dl = 0. \qquad (12)$$

Интегрирование (12) приводит к весьма громоздким результатам. Если показатель первого члена (12) округлить до 0,8, то интегрирование (12) приводит к выражению (13).

$$K V_1^{1,8}\gamma_1^{1,2}\, l = (1-\varphi_1)P_1\left(\frac{t_н^5}{t_н^5-\varphi_1} - \frac{t_к^5}{t_к^5-\varphi_1}\right) +$$

$$+ \frac{(1-\varphi_1)P_1}{\varphi_1^{0,2}}\left(1,84\lg\frac{t_к-\varphi_1^{0,2}}{t_н-\varphi_1^{0,2}} +\right.$$

$$\left.+ 0,5686\lg\frac{t_к^2-0,618\,\varphi_1^{0,2}t_к+\varphi_1^{0,4}}{t_н^2-0,618\,\varphi_1^{0,2}t_н+\varphi_1^{0,4}} - 1,489\lg\frac{t_к^2+1,618\,\varphi_1^{0,2}t_к+\varphi_1^{0,4}}{t_н^2+1,618\,\varphi_1^{0,2}t_н+\varphi_1^{0,4}}\right) +$$

$$+ \frac{1,52(1-\varphi_1)P_1}{\varphi_1^{0,2}}\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{t_к-0,309\,\varphi_1^{0,2}}{0,951\,\varphi_1^{0,2}} - \operatorname{arc\,tg}\frac{t_н-0,309\,\varphi_1^{0,2}}{0,951\,\varphi_1^{0,2}}\right) -$$

$$- \frac{0,94(1-\varphi_1)P_1}{\varphi_1^{0,2}}\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{t_к+0,809\,\varphi_1^{0,2}}{0,588\,\varphi_1^{0,2}} - \operatorname{arc\,tg}\frac{t_н+0,809\,\varphi_1^{0,2}}{0,588\,\varphi_1^{0,2}}\right) -$$

$$- \frac{V_1^2\gamma_1}{1,78g}\left(t_к^{8,9} - t_н^{8,9}\right), \qquad (13)$$

где

$$t_н = \left|\varphi_1 + (1-\varphi_1)\frac{P_1}{P_н}\right|^{0,2}; \quad t_к = \left|\varphi_1 + (1-\varphi_1)\frac{P_1}{P_к}\right|^{0,2}.$$

В (13) φ_1 и γ_1 соответственно имеют следующие значения: для глинозема — 0,265 и 920; для цемента — 0,33 и 957.

Сравнение (10) с опытными данными приведено в табл. 2. Например, для трубопровода D = 26,5 мм из 87 замеров в 37 случаях расхождения получались в пределах ± (0—5)%, в 26 случаях ± (5,1—10)%, и в 24 случаях ± (10,1—20)%. Алгебраическая сумма всех 87 расхождений составила минус 5,5%. Это означает, что суммарная величина всех опытных перепадов давлений на 5,5% меньше суммы расчетных величин тех же перепадов.

Таблица 2

D *мм*	Общее число участков	$\%$ отклонений			Среднее алгебраич. отклонение $\%$	Испытанный материал
		$\pm(0-5)$	$\pm(5,1-10)$	$\pm(10,1-20)$		
10,0	72	27	25	20	−3,1	глинозем
26,5	87	37	26	24	−5,5	»
35,0	31	18	6	7	−4,6	»
40,0	24	11	9	4	−0,5	»
53,0	13	6	5	2	−0,4	»
10,0	60	25	18	17	−4,7	цемент
26,5	75	36	23	16	−5,5	»
35,0	25	15	9	1	+0,9	»
40,0	10	5	2	3	−0,2	»
53,0	10	7	1	2	+1,6	»
Всего	227	99	71	57	−1,0	глинозем
	180	88	53	39	−1,6	цемент

5. Влияние начальной скорости на длину транспортного трубопровода. При известных значениях начальной концентрации φ_1 (или γ_1), диаметра трубопровода D_1, начального и конечного давлений P_1 и $P_к$ уравнение (13) принимает вид

$$AV_1^{0,5}l = B - CV_1^2, \tag{14}$$

где A, B и C — коэффициенты, зависящие от φ_1, D_1, P_1 и $P_к$.

Допустим, что имеется случай, когда вертикальный участок в трассе транспортирования незначителен и им можно пренебречь. Вся трасса от начала монжусной трубы до точки разгрузки представляет собой прямолинейный горизонтальный трубопровод. В этом случае $P_1 = P_р$.

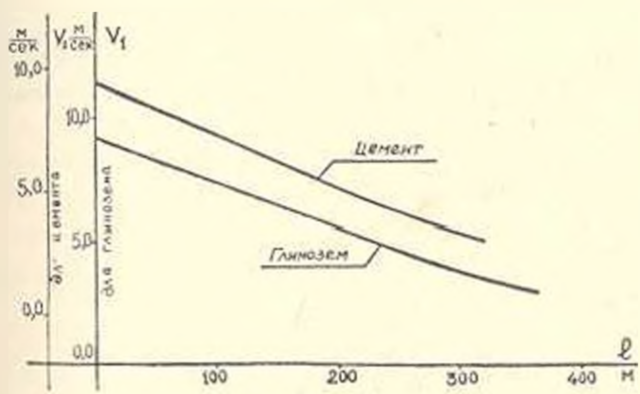

Рис. 3.

Если, например, $D = 80$ *мм*, $P_1 = 7$ *ати*, $P_к = 1$ *ати*, то для глинозема ($\varphi_1 = 0,265$, $\gamma_1 = 920$) и цемента ($\varphi_1 = 0,33$, $\gamma_1 = 957$) получаются выражения:

$$144\, V_1^{0,5}\, l = 99800 - 1010\, V_1^2 \qquad \text{— глинозем,} \qquad (15)$$

$$160\, V_1^{0,3}\, l = 96800 - 914\, V_1^2 \qquad \text{— цемент.} \qquad (16)$$

Эти выражения представлены на рис. 3 в виде кривых, и, как видно, с ростом V_1 длина трубопровода l уменьшается и при $V_1 = 9{,}2$ *м/сек* для глинозема $l = 0$. Для цемента $l = 0$ при $V_1 = 9{,}5$ *м/сек*. Кратко остановимся на разъяснении влияния V_1 на l.

При принятых выше условиях конечная скорость аэросмеси глинозема, согласно [1], будет:

$$V_к = V_1 (0{,}265 + 0{,}735 \cdot 7) = 5{,}41.$$

Если $V_1 = 3$ *м/сек*, то $V_к = 16{,}3$ *м/сек* и кинетическая энергия потока при этом будет:

$$L_к = \frac{16{,}3^2}{2 \cdot 9{,}81} = 13{,}5\ кГм/кг.$$

Потенциальная работоспособность 1 *кг* аэросмеси, находящейся в начале монжусной трубы, согласно (3), составит:

$$L = 2{,}3 \cdot 7 \cdot 10^4 \cdot 0{,}8 \cdot 10^{-3} \lg 7 + \frac{1}{3470} \cdot (7 - 1) \cdot 10^4 = 126\ кГм/кг.$$

Из этого количества энергии 13,5 *кГм/кг* превращается в кинетическую энергию, а 112,5 *кГм/кг* будет израсходовано на трение.

Если $V_1 = 6$ *м/сек*, то $V_к = 32{,}5$ *м/сек* и в кинетическую энергию переходит $L_к = 54$ *кГм/кг*, а для преодоления сопротивления остается $L_1 = 126 - 54 = 72$ *кГм/кг*. В этом случае величина l уменьшается по двум причинам: а) в результате возрастания сил трения по причине увеличения скорости потока, б) ввиду уменьшения работы на преодоление трения. Очевидно, что при $V_к = \sqrt{19{,}6 \cdot 126} = 49{,}7$ *м/сек*, или при $V_1 = 49{,}7 : 5{,}41 = 9{,}2$ *м/сек*, вся работа (126 *кГм/кг*) превратится в кинетическую, а L станет нулем, то есть длина трубопровода $l = 0$.

Выводы. Результаты приведенных экспериментальных исследований и их анализ показывают, что при заданных значениях начальной и конечной давлений в транспортном трубопроводе и его диаметра дальность транспортирования зависит от начальной скорости аэросмеси. Величина начальной скорости зависит от рода материала.

Институт органической химии
АН АрмССР

Поступило 17.IX.1970.

ՅԱ. Ա. ԱԼՄԱՍՅԱՆ, Ա. Մ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ռ. Ն. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

ԱԵՐՈԽԱՌՆՈՒՐԴՆԵՐԻ ՀՈՐԻԶՈՆԱԿԱՆ ՏԵՂԱՓՈԽՄԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿԻ ՇՈՒՐՋԸ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Փորձարարական եղանակով ուսումնասիրված են աերոխառնուրդների հորիզոնական տեղափոխման հարցերը: Ստացված են բանաձևեր, չափման կո-

տոնների և ճնշման ընդհանուր անկումների հաշվարկման համար։

Հաստատված է, որ տեղափոխման երկարությունը կախված է աերոխառնուրդի սկզբնական արագություններից։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гаспарян А. М., Алмасян Я. А., Акопян Р. Е.* „Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)“, т. XXIV, № 2, 1971.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտ. սերիա XXIV, № 3, 1971 Серия техн. наук

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

С. К. БОХЯН

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ МАГНИТНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ЗУБЦОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

Распространенный метод определения магнитного напряжения трапецеидальных зубцов статора и ротора электрических машин по величине магнитной индукции на 1/3 высоты зубца основан на предположении равенства площадей кривой реального распределения напряженности магнитного поля по высоте зубца и прямоугольника с высотой $H_{z1/3}$ (рис. 1). Ответвление магнитного потока в паз рекомендуется учитывать лишь при индукциях в зубце, превышающих 1,7—1,8 *тл*. Справедливость этих предположений для зубцовой зоны современных использованных машин не подтверждается в работах ряда авторов [1, 2].

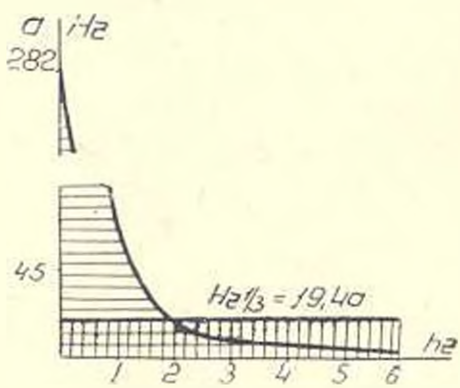

Рис. 1. Изменение напряженности магнитного поля по высоте зубца (сталь Э43. $B_{z1/3}$ = 1,4 *тл*, $b_{z\,max}/b_{z\,min}$ = 2)

Для более точного определения магнитного напряжения в зубцах использован метод графического интегрирования кривой изменения напряженности магнитного поля по высоте зубца.

На рис. 2, 3 и 4 приведены значения поправочного коэффициента, рассчитанного как отношение м. д. с., определенной методом графического интегрирования, к. м. д. с., определенной по индукции на

1/3 высоты зубца. При этом магнитное напряжение зубца определяется по выражению

$$F_z = \nu H_{z\,1/3} h_z.$$

Здесь ν — поправочный коэффициент, определяемый по формуле

$$\nu = \frac{\sum\limits_{x=1}^{6} H_{zx}}{x H_{z\,1/3}},$$

где x — число расчетных участков по высоте зубца h_z, принятое в настоящем расчете равным 6;

H_{zx} — напряженность магнитного поля в расчетном участке ($a/см$).

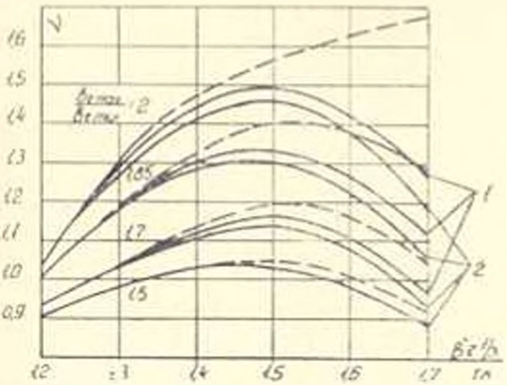

Рис. 2. Поправочные коэффициенты для зубцов из сталей Э11 и Э12 (пунктирные кривые получены без учета ответвления потока): $1 - k_n = 1{,}15$; $2 - k_n = 1{,}75$.

Кажущаяся индукция в расчетных сечениях равна:

$$B'_{zx} = B'_{z\,1/3} \frac{b_{z\,1/3}}{b_{zx}},$$

где $B'_{z\,1/3}$ — кажущаяся индукция на 1/3 высоты зубца, принятая в диапазоне 1,2—1,7 *тл*;

$b_{z\,1/3}$, b_{zx} — ширина зубца на 1/3 высоты и в середине расчетного участка.

Действительная индукция в расчетных участках определена с учетом ответвления магнитного потока в паз и в пространство, занимаемое межлистовой изоляцией, по формуле

$$B_{zx} = B'_{zx} - k_{nx} H_{zx} \cdot 10^{-4}\ тл,$$

где k_{nx} — коэффициент рассеяния магнитного потока расчетного участка:

$$k_{зм} = \frac{1{,}25}{k_{Fe}} \left(\frac{b_п}{b_{z1}} + 1 - k_{Fe} \right);$$

$b_п$ — ширина паза; k_{Fe} — коэффициент заполнения пакета сталью.

Поправочные коэффициенты определены для зубцовых зон из электротехнических сталей марок Э11, Э12, Э31, Э32, Э41, Э42, Э43 толщиной 0,5 мм и стали Э44 толщиной 0,35 и 0,2 мм, имеющих соотношение максимальной и минимальной ширин зубца, равное 1,7, 1,85 и

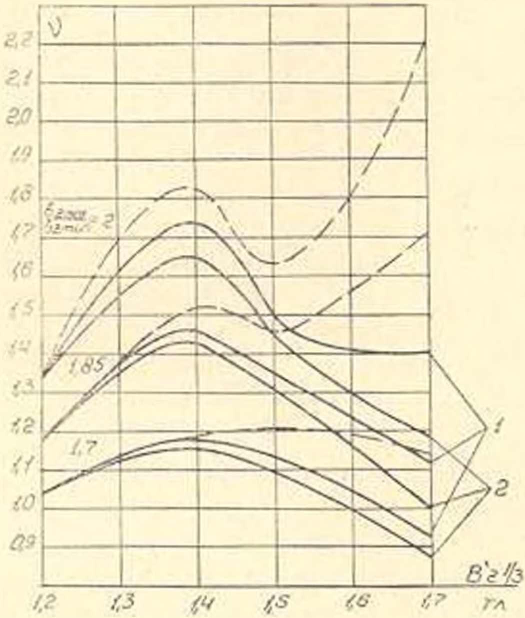

Рис. 3. Поправочные коэффициенты для зубцов из сталей Э31—Э43 (обозначения те же, что и на рис. 2).

2,0, при отношении ширины паза к минимальной ширине зубца, равном 1,25 и 0,8.

Коэффициент заполнения пакета сталью для лакированных листов толщиной 0,5 мм принят равным 0,93. Для лакированных листов толщиной 0,35 мм и оксидированных листов толщиной 0,2 мм коэффициент заполнения принят равным 0,9.

Как видно из приведенных кривых, ошибка в определении магнитного напряжения зубцов по индукции на 1/3 высоты зубца может достигнуть 160% в случае стали Э44, 110% для сталей Э31—Э43 и 65% для сталей Э11 и Э12. Форма кривых целиком определяется характером намагничивания стали, причем, нетрудно заметить связь между изменением формы и степенью прямоугольности кривой намагничивания стали. В этом отношении стали Э31—Э43 в сравнении со сталями Э11 и Э44 занимают промежуточное положение.

Если принять точность определения магнитного напряжения зубцов равной 5%, то очевидно, что учет ответвления магнитного потока следует производить, начиная с индукций 1,3—1,45 *тл* для сталей Э11 и Э12, 1,25—1,40 *тл* для сталей Э31—Э43 и 1,20—1,35 *тл* для стали Э44 в зависимости от степени непараллельности зубцов.

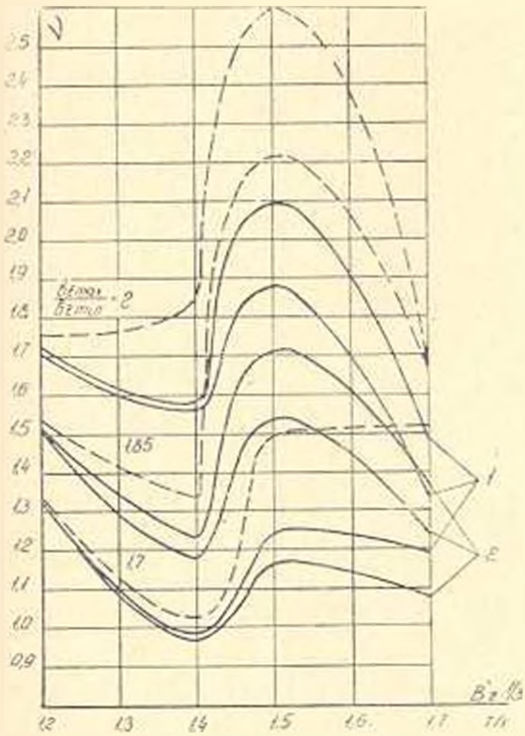

Рис. 4. Поправочные коэффициенты для зубцов из стали Э44:
$1-k_{\text{п}}=1{,}25$; $2-k_{\text{п}}=1{,}85$.

Применение приведенных кривых в расчетной практике позволит повысить точность определения намагничивающего тока асинхронных машин и м. д. с. возбуждения синхронных машин без увеличения трудоемкости расчетов.

ВНИИКЭ

Поступило 7.X.1970

Ս. Կ. ԲՈՒՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՄԵՔԵՆԱՆԵՐԻ ԱՏԱՄՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԼԱՐՄԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ ՇՈՒՐՋԸ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Հոդվածում տրված է ատամի գործակցի որոշումը, որը հաշված է որպես գրաֆիկական ինտեգրման մեթոդով որոշված մ-շ-ու-ի և ատամի 1/3 բարձրության վրա որոշված մ-շ-ու-ի հարաբերություն: Ցույց է տրված, որ ատամի մ. շ. ու.-ը առանց ատամի գործակցի հաշվառման որոշելիս սխալը կարող է հասնել 65—160% տարբեր պողպատների համար:

ЛИТЕРАТУРА

1. *Oberretl K.* Die genauere Berechnung des Magnetisierungsstromes von dreiphasigen Asynchronmaschinen. „Bulletin Oerlikon", 1956, № 355, s. 66—84.
2. *Молдовер А. И.* Практический метод расчета магнитного напряжения зубцов электрических машин. „Вестник электропромышленности", № 3, 1956.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտ. սերիա XXIV, № 3, 1971 Серия техн. наук

ИВАН ВАСИЛЬЕВИЧ ЕГИАЗАРОВ

Научно-техническая общественность понесла тяжелую утрату. 13 июня 1971 года скончался выдающийся советский ученый, академик АН Армянской ССР Иван Васильевич Егиазаров.

И. В. Егиазаров является основоположником и руководителем научной школы гидроэнергетики. Многие его ученики ведут руководящую работу в научно-исследовательских институтах, проектных организациях и на крупных гидростанциях нашей страны.

Еще в 1909 году, будучи студентом Электротехнического института (С. Петербург), Иван Васильевич проявил свои творческие способности и заинтересованность в развитии той важной науки—гидроэнергетики, —которой он посвятил всю свою жизнь и которая послужила началом деятельности в области гидравлики, гидродинамики, инженерной гидрологии и теории гидравлического подобия и моделирования.

Выдающиеся способности И. В Егиазарова были оценены по достоинству присуждением ему Электротехническим институтом золотой медали. Он был оставлен при институте для подготовки к научной и педагогической деятельности.

Иван Васильевич является учеником и соратником пионера строительства гидростанций нашей страны академика Г. О. Графтио. Первая монография Ивана Васильевича „Утилизация водной энергии" была опубликована в 1913 году. С 1917 года Иван Васильевич работает в Министерстве путей сообщения над проблемой использования р.Свирь для электроснабжения Петрограда.

После Великой Октябрьской революции, открывшей перед нашей интеллигенцией широчайшие творческие возможности, он в 1920 году участвует в разработке Ленинского плана ГОЭЛРО. В 1921—1923 годах Иван Васильевич изучает на Кавказе гидроресурсы рек и в 1923 году докладывает Госплану СССР и затем публикует работы: „Потребность Кавказа в электрической энергии и использование водных ресурсов. „Озеро Гокча (Севан) и связанные с ним вопросы использования водных сил и орошения". К этим вопросам и к дальнейшему их углублению он возвращается снова после переезда в 1943 году в г. Ереван.

Всестороннее и глубокое изучение вопросов, связанных с выбором мощности гидростанций и их синхронного регулирования, привело Ивана Васильевича к разработке новой идеи об использовании гидростанций руслового речного типа в качестве пиковых станций, суточных регуляторов нагрузки при совместной работе с тепловыми станциями в общей электросистеме. Метод выбора мощности, предложенный им в 1921 году, был доложен на VIII Всероссийском электротехническом съезде и получил признание, а затем и официальное утверждение. Этот метод в дальнейшем нашел свое эффективное применение при проектировании Волховской, Свирской, Днепровской и ряда других гидроэлектростанций, а также развитие и отражение в опубликованных им трудах. Педагогическую деятельность Егиазаров начал в 1916 году. С 1918 года в Электротехническом институте он читает курс гидравлики и использования водной энергии, а в 1922 году в этом институте избирается профессором кафедры гидроэлектрических установок. В 1924 году выходит в свет первый том написанного им замечательного курса.: „Гидроэлектрические силовые установки", охватывающий основные вопросы в области использования водной энергии. В 1931 году выходит второй том этого курса, где даны основы энергетического и гидравлического расчета и проектирования гидроэлектрических сооружений. В 1935 году выходит вторым изданием вторая часть курса, посвященная исследованию работы водоприемных сооружений гидроэлектростанций, а в 1938 году второе издание третьей части курса, охватывающее вопросы, связанные с работой деривации и здания гидроэлектрической станции. Особое место в этой части курса занимает разработка теоретических задач по переходным процессам в открытых каналах и напорных тоннелях, а также в уравнительных башнях и трубопроводах гидростанции. Этот курс в течение 25 лет служит учебным пособием для электротехнических и гидротехнических ВТУЗов и факультетов нашей страны.

Являясь одним из пионеров гидроэнергетической науки и основоположником использования законов подобия и гидравлического моделирования в СССР, Иван Васильевич приложил огромные усилия к созданию в 1924 году при Ленинградском электротехническом институте (ЛЭТИ) Гидроэлектрической лаборатории, выросшей впоследствии в крупное научно-исследовательское учреждение. Лаборатория в 1931 году вошла в состав научно-исследовательского института гидротехники имени академика Б. Е. Веденеева (ВНИИГ). Кроме специальных теоретических и экспериментальных исследований, проводившихся И. В. Егиазаровым и его многочисленными учениками и последователями в области волновых процессов, а также других вопросов гидравлики и гидромеханики, проводились исследования на пространственных моделях ряда гидроэнергетических объектов (Дзорагетская ГЭС, Севанский каскад ГЭС, Чирчикская ГЭС, Верхне-Свирская ГЭС, Земо-Авчальская ГЭС и многие другие). О достижениях советской науки в этой области И. В. Егиазаров доложил в 1935 году на XVI Международном судоходном конгрессе и на заседаниях Международной ассоциации гидротехнического экспериментирования. В первые годы Великой Отечественной войны И. В. Егиазаров работал над вопросами рациональной эксплуатации деривационных и речных гидростанций и по полевым исследованиям эксплуатируемых гидростанций в Средней Азии (Чирчик, Ташкент).

В 1943 году И. В. Егиазаров переезжает в Советскую Армению и в конце этого года избирается действительным членом АН Армянской ССР, академиком-секретарем Отделения физико-математических, естественных и технических наук и членом Президиума Академии. В связи с образованием Академии наук Армянской ССР в ее составе был организован Водно-Энергетический институт (ВЭНИ), первым директором которого был назначен Иван Васильевич, а в 1944 г. им была организована Ереванская Гидроэлектрическая лаборатория, явившаяся преемником Ленинградской, организованной им в 1924 году. В этом институте и лаборатории Иван Васильевич развернул большую творческую работу, связанную с нуждами гидроэнергетики и гидротехники республики.

В 1946 году после катастрофического селевого наводнения в г. Ереване, И. В. Егиазаров возглавил работу по комплексному экспедиционному и лабораторному исследованию селевого водокаменного паводка, и в результате обобщения пришел к решению теоретической задачи о транспорте наносов водным потоком, отраженных в 26 его опубликованных работах.

В 1951 году Иваном Васильевичем и руководимым им научным коллективом ВЭНИ была развернута сложная и большая работа по исследованию волновых явлений Куйбышевского гидроузла на р. Волге.

Большой цикл работ посвящен неустановившемуся волновому движению в подпертых длинных бьефах. В этих работах дается приближенный теоретический метод расчета волновых явлений в каналах, с учетом влияния трения и уклона и без тех ограничений, которые обычно накладываются на величину излива и размаха волновых колебаний. Результаты исследования были проверены им многочисленными экспериментами в натурных условиях на больших каналах и лабораторными опытами при широком диапазоне изменения уклонов канала и его шероховатостей. Кстати надо отметить, что при исследовании волновых явлений в судоходном канале Куйбышевского гидроузла этот метод оказался весьма эффективным, благодаря своей простоте и законченности.

Особое место занимают его работы по волновому движению жидкости и, в частности, в области разработанной им точной теории моделирования гидравлического удара в напорных системах. Эта теория дает возможность моделировать сложные напорные системы и исследовать их переходные процессы и устойчивость ГЭС, работающих в энергосистеме. Почти 30 лет И. В. Егиазаров работает над проблемой движения водных наносов, которая имеет большое народнохозяйственное значение. Можно отметить, что творческие возможности в развитии теории моделирования и применения этого метода к решению практических задач с наибольшей силой снова проявились при решении последней проблемы.

Иван Васильевич является одним из основоположников теории многокомпонентных потоков как в СССР, так и за рубежом. На основе теории гидравлического подобия им дано решение задачи определения расхода влекомых наносов в условиях подобия и начального движения влекомых наносов. Вся задача сведена к двум критериальным комплексам, благодаря чему удалось определить вид функции и числовой коэффициент, характеризующий величину лобового сопротивления при обтекании зерен наносов. В результате получены расчетные формулы для определения расхода наносов, в зависимости от уклона или средней скорости течения потока. Развита теория подобия применительно к явлениям неустановившегося волнового движения. Предложен и обоснован метод искажения по длине линейных элементов гидросистем (каналы, тоннели) и метод комбинированного моделирования, с неискажением остальных элементов, имеющих кривизну очертаний в плане. Дана приближенная теория моделирования наносов, содержащих крупные фракции, а также более мелкие фракции с определением коэффициентов искажения при моделировании последних.

И. В. Егиазаров является активным участником многих международных конгрессов, научных конференций и симпозиумов в Германии, Франции, Англии, Италии, Японии, Бельгии, Чехословакии, Португалии. В 1957 году он был избран Почетным членом Международной ассоциации гидравлических исследований (МАГИ): в 1968 году—почетным доктором Будапештского университета.

Иван Василевич являлся членом-корреспондентом Тулузской академии (Франция).

Перу И. В Егиазарова принадлежит более 170 научных работ. Наряду с большой научной, педагогической и организационной работой И. В. Егиазаров, с присущей ему энергией, активно участвовал в общественной жизни страны. Он являлся депутатом Ленинградского горсовета, Ереванского горсовета, депутатом Верховного Совета СССР.

Успеху многогранной деятельности Ивана Васильевича способствовали наряду с талантом, его исключительная организованность, принципиальность, высокая требовательность к себе и другим, а также исключительная трудоспособность.

Научные достижения И. В. Егиазарова тесно связаны с достижениями коллективов, научных кадров Ленинградского Электротехнического института, ВНИИ Гидротехники, ТНИСГЭИ, Института водных проблем АН Армянской ССР, Арм НИИГИМа.

В течение многих лет он вел активную работу в ученом Совете Ереванского политехнического института им. К. Маркса. За долгие годы научной и научно-педогогической деятельности Иваном Васильевичем созданы многочисленные высококвалифицированные кадры докторов и кандидатов наук в области гидроэнергетики, гидравлики, гидротехники и моделирования. Большая заслуга Ивана Васильевича в воспитании квалифицированных инженерно-технических и научных кадров республики, что способствовало развитию в республике бурного гидроэнергетического строительства.

Советское правительство высоко оценило деятельность И. В. Егиазарова, наградив его в 1951 году орденом Ленина. В 1961 году Верховным советом республики ему присвоено звание заслуженного деятеля науки и техники Армянской ССР.

В течение двух десятилетий Иван Васильевич являлся активным членом редакционных коллегий журналов: „Изв. АН Арм. ССР (серия технических наук“), „Науки о земле“, „Доклады АН Арм. ССР“ и других.

Высокоодаренный ученый, педагог, инженер таким останется Иван Васильевич в сердцах его товарищей по работе и многочисленных его учеников.

УДК 621.372.6

Расчет установившегося режима многополюсника, представляемого Z-параметрами. Алони Г. Т. «Известия АН Арм. ССР (серия Т. Н.)», т. XXIV, № 3, 1971, 3—13.

Матрица [Z] уравнений многополюсника почти не содержит нулевых элементов. Предполагается, что сходимость итерации в расчетах установившегося режима многополюсника при его представлении Z-параметрами может оказаться лучшей по сравнению со случаем использования У-параметров. В предлагаемом методе расчета принимаются в качестве независимых переменных: активные мощности в узлах α, реактивные мощности в узлах /, фазы токов в узлах и модули токов в узлах *m*, где α, /, *m* 1—*n*; *n* -общее число независимых узлов многополюсника. При этом α – ; *m* · /. Относительные параметры режима являются искомыми величинами.

Табл. 1. Библ. 2 назв.

УДК 621.311+621.3.017

Метод расчета относительных приростов потерь в сетях энергосистем. Хачатрян В. С. «Известия АН Арм. ССР (серия Т. Н.)», т. XXIV, № 3, 1971, 14—23

Предлагается метод определения относительных приростов потерь, который обеспечивает большую точность и требует минимальное число вычислительных операций. Вводится понятие о новых коэффициентах формулы потерь, которые как по форме, так и по физическому смыслу отличаются от известных сетевых коэффициентов. Произведены необходимые количественные и качественные исследования и выявлены сущность и весомость каждого из слагаемых, входящих в расчетные формулы.

Табл. 15. Библ. 3 назв.

УДК 539.37/.38+62—503.4+62—75

К физической теории упруго-пластических деформаций применительно к задачам устойчивости. Снитко Н. К. «Известия АН Арм. ССР (серия Т. Н.)», т. XXIV, № 3, 1971, 24—30.

На основе синтеза пластических свойств монокристаллов для оценки упруго-пластических свойств поликристаллов, применяя метод усреднения, получены зависимости между напряжением и деформацией, формулы для касательного модуля и скорости роста пластической зоны в упруго-пластической области. Дано сравнение значений касательного модуля по Шенли и по предлагаемой теории.

Илл. 3. Библ. 3 назв.

УДК 62—413/.415+620.171.3

Температурные напряжения в двухслойной свободно опертой по контуру пластинке. Хачатрян Т. Т. «Известия АН Арм. ССР (серия Т. Н.)», т. XXIV, № 3, 1971, 31—37

Рассматривается термонапряженное состояние свободно опертой по контуру двухслойной пластинки при стационарном тепловом потоке. Показывается, что после удовлетворения силовым краевым условиям определение перемещений и напряжений в произвольной точке плиты приводится к интегрированию двух уравнений Пуассона относительно прогиба и функции перемещений точек плоскости контакта. Далее показано, что касательные напряжения и сумма нормальных напряжений в любой точке плиты определяются непосредственно без интегрирования уравнений Пуассона.

Илл. 2

УДК 69.032:531.3

Экспериментальное исследование динамических характеристик зданий повышенной этажности. Закарян В. А. «Известия АН Арм. ССР (серия Т. Н.)», т. XXIV, № 3, 1971, 38—44.

Обобщены данные проведенных автором около 100 натурных динамических испытаний, в результате чего определены динамические характеристики 78 зданий различных назначений и конструктивных решений. Микросейсмическими и вибрационными испытаниями выявлена зависимость динамических характеристик реальных зданий от различных факторов: уровня напряженного состояния, податливости основания, числа этажей, заполнения каркаса и др. Предлагаются формулы для определения периодов свободных колебаний зданий с учетом нелинейности их работы и влияния заполнения на общую жесткость здания.

Илл. 5. Библ. 2 назв.

УДК 620.178.3+620.172+539.388.1

Об оценке сопротивления усталости при нестационарном нагружении. Коновалов Л. В., Гаспарян С. А. «Известия АН Арм. ССР (серия Т. Н.)», т. XXIV, № 3, 1971, 45—50.

Излагаются вопросы уточнения влияния нестационарности нагружения на сопротивление усталости. Рассматривается возможность дальнейшего изучения закономерностей сопротивления усталости на основе совершенствования методов механических испытаний с учетом детерминированной и статистической трактовки меры накопления усталостных повреждений и особенностей нагружения деталей машин.

Илл. 2. Библ. 8 назв.

УДК 54—185+661.716.3+621.867

К расчету горизонтального перемещения аэросмесей. Алмасян Я. А., Гаспарян А. М., Аконян Р. Г. «Известия АН Арм. ССР (серия Т. Н.)», т. XXIV, № 3, 1971, 51—59.

Экспериментально исследован вопрос горизонтального перемещения аэросмеси. Получены формулы для определения потерь давления на трение и общего перепада давления. Установлено, что дальность транспортировки зависит от начальной скорости аэросмеси.

Табл. 2. Илл. 3. Библ. 1 назв.

УДК 621.313.538+539.319

К определению магнитного напряжения зубцов электрических машин. [illegible] Г. К. «Известия АН Арм. ССР (серия Т. Н.)», т. XXIV, № 3, 1971, 60—64.

Дано определение значения поправочного коэффициента, рассчитанного как отношение м. д. с., определенной методом графического интегрирования, к м. д. с., определенной по индукции на 1/3 высоты зубца. Показано, что ошибка в определении м. д. с. зубца без поправочного коэффициента может достигать 65—160% для различных марок сталей.

Илл. 1. Библ. 2 назв.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

СОДЕРЖАНИЕ