

## ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ УСИЛИЯ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКУЮ ОБОЛОЧКУ ПРИ КОЛЕБАТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОЙ УСТАНОВКИ

Бондина Н.Н., к.т.н., доц., Крамчанин Е.Г., Лютенко Л.А., Михайлов В.М., д.т.н., проф.  
Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт"  
Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПИ", кафедра инженерной электрофизики,  
тел. (057)70-76-052, E-mail: vlmm@kpi.kharkov.ua

*Виконано критеріальний аналіз імпульсного магнітного поля і електродинамічних сил, діючих на тонку циліндричну провідникову оболочку, що розташована всередині індуктора. Використано математичну модель першого наближення та новий критерій подібності, визначено його значення для ефективного магнітно-імпульсного стиснення і розширення оболонки.*

*Сделан критериальный анализ импульсного магнитного поля и электродинамических усилий, действующих на тонкую цилиндрическую проводящую оболочку, которая расположена внутри индуктора. Использованы математическая модель первого приближения и новый критерий подобия, определены его значения для эффективного магнитно-импульсного сжатия и расширения оболочки.*

### ВВЕДЕНИЕ

При магнитно-импульсной обработке металлов емкостный накопитель магнитно-импульсной установки разряжается на индуктор, внутри или снаружи которого находится цилиндрическая трубчатая заготовка (оболочка) из хорошо проводящего материала [1]. В результате взаимодействия импульсного магнитного поля системы индуктор-заготовка и вихревых токов в заготовке возникают электродинамические усилия (ЭДУ), деформирующие заготовку. Полагаем, что заготовка расположена внутри индуктора. Длина системы индуктор-заготовка достаточно велика, а междувитковые зазоры в индукторе относительно малы, поэтому магнитное поле в зазоре между индуктором и заготовкой, а также внутри заготовки считаем однородным. Цилиндрическая оболочка является относительно тонкой,  $d \ll R$  ( $d$  – толщина оболочки,  $R$  – внутренний радиус, рис. 1) и выполнена из материала с постоянной удельной электропроводностью  $\gamma$  и абсолютной магнитной проницаемостью  $\mu$ .

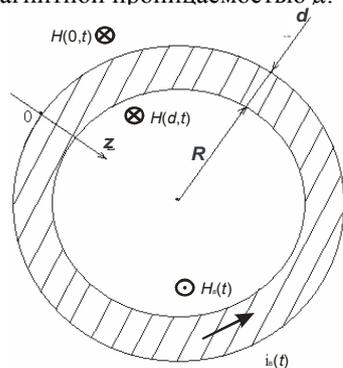


Рис. 1

Среда, в которой находится оболочка, является непроводящей и немагнитной. Токами смещения пренебрегаем, а волну электромагнитного поля в материале оболочки, полагаем плоской. Координату  $z$  отсчитываем от наружной поверхности оболочки по направлению нормали (рис. 1). Ограничимся рассмотрением колебательного разряда емкостного накопителя магнитно-импульсной установки на индуктор, при котором напряженность магнитного поля на внешней поверхности оболочки  $H(0,t)$  изменяется по закону, близкому к экспоненциально затухающей синусоиде

$$H(0,t) = H_0 e^{-\alpha t} \sin \omega t, \quad (1)$$

где  $H_0$ ,  $\alpha$ ,  $\omega$  – постоянные,  $t$  – время.

Для анализа импульсного магнитного поля системы индуктор-заготовка и ЭДУ, действующих на заготовку, вначале определяют переходную функцию напряженности магнитного поля внутри заготовки  $H_I(d,t)$ , а затем с помощью интеграла Дюамеля – напряженность поля внутри заготовки  $H(d,t)$  при любом законе изменения напряженности внешнего магнитного поля [2-7]. ЭДУ характеризуют величиной

$$p(t) = \frac{\mu}{2} [H^2(0,t) - H^2(d,t)], \quad (2)$$

которую условно называют давлением магнитного поля [1, 3-7].

Для нахождения переходной функции  $H_I(d,t)$  используют две модели импульсного электромагнитного поля системы индуктор-заготовка: точную модель, основанную на решении краевой задачи для уравнения параболического типа относительно напряженности магнитного поля внутри оболочки  $H(z,t)$ ,  $0 \leq z \leq d$  [2-6]; приближенную модель, в основе которой лежит допущение о равномерном распределении тока по толщине оболочки [2, 3, 6] (в дальнейшем будем называть её моделью первого приближения).

Несмотря на то, что для относительно тонких оболочек обе модели дают весьма близкие значения  $H_I(d,t)$  [2, 3, 6], изменения давления магнитного поля в зависимости от электрофизических характеристик и размеров оболочки, а также параметров импульсов внешнего магнитного поля исследовали в основном с помощью точной модели [3, 5, 6]. Приближенную модель использовали для отдельных вариантов размерных исходных данных [7], однако критериальный анализ электромагнитного поля и ЭДУ с её помощью не проводился. Поскольку модель первого приближения значительно проще, следует ожидать и существенное упрощение подобного анализа, что важно при решении практических задач. В известных работах также недостаточно изучена зависимость от указанных размеров, характеристик и параметров отрицательных давлений магнитного поля, которые препятствуют сжатию оболочки или даже могут при определенных условиях вызывать её расширение – притяжение к внешнему индуктору [8].

Целью данной работы является исследование ЭДУ, действующих на цилиндрическую проводящую оболочку, которая расположена внутри индуктора, с помощью модели первого приближения и разработка практических рекомендаций для повышения эффективности технологических операций.

## КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ ТОЧНОЙ И ПРИБЛИЖЕННОЙ МОДЕЛЕЙ

Точная модель для нахождения переходной функции [2-6] состоит из уравнения параболического типа

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} - \mu\gamma \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

с начальным условием

$$H(z, 0) = 0 \quad (4)$$

и граничными условиями

$$H(0, t) = 1(t), \quad (5)$$

$$\left. \frac{\partial H}{\partial z} \right|_{z=d} + \frac{1}{2} \mu_0 \gamma R \frac{dH(d, t)}{dt} = 0, \quad (6)$$

где  $1(t)$  – единичная функция;  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Решение задачи (3)-(6) при  $z=d$  является переходной функцией точной модели [2]

$$H_1(d, t) = 1 - 2 \sum_{k=1}^{k=\infty} \frac{\exp(p_k t)}{x_k \sin x_k \left[ 1 + \frac{R}{2\mu_r d} \left( 1 + x_k^2 \frac{R}{2\mu_r d} \right) \right]}, \quad (7)$$

где  $x_k$  – корни уравнения

$$x_k \operatorname{tg} x_k = \frac{2\mu_r d}{R}, \quad (8)$$

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad p_k = -\frac{x_k^2}{d^2 \mu \gamma}.$$

Формулы (1), (7) и интеграл Дюамеля, результат применения которого имеется в работах [3-5], составляют точную модель импульсного магнитного поля рассматриваемой системы. Из девяти величин, характеризующих это поле ( $H_0$ ,  $\alpha$ ,  $\omega$ ,  $t$ ,  $\mu$ ,  $\gamma$ ,  $\mu_0$ ,  $d$ ,  $R$ ), можно составить пять критериев подобия [9, 5]:

$$t^* = \omega t, \quad \alpha^* = \frac{\alpha}{\omega}, \quad d_R^* = \frac{d}{R}, \quad d^* = \frac{d}{\Delta}, \quad \mu_r,$$

где  $\Delta$  – глубина проникновения электромагнитного поля [10],

$$\Delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \gamma}}.$$

Критерий  $d^*$  использовали в работе [11] при исследовании поля в приближении установившегося режима (без учета начального условия (4), влияние которого было исследовано в работах [4, 5]). Известны и другие критерии подобия точной модели [3].

Получим переходную функцию  $H_1(d, t)$  модели первого приближения преобразованием точной модели. Из основного допущения первого приближения следует, что при  $0 \leq z \leq d$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = 0, \quad (9)$$

где  $E(z, t)$  – напряженность электрического поля.

Поэтому после взятия ротора от обеих частей первого уравнения электромагнитного поля [10], учета принятых допущений и соотношения (9) получаем

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = 0. \quad (10)$$

Таким образом, модель первого приближения для нахождения переходной функции состоит из уравнения (10) и дополнительных условий (4) - (6). В математическое описание этой модели не входит величина  $\mu$ , что не позволяет, в отличие от точной модели, учесть магнитные свойства материала оболочки.

Уравнению (10) удовлетворяет линейная функ-

ция координаты  $z$

$$H(z, t) = H(0, t) + \frac{H(d, t) - H(0, t)}{d} z, \quad (11)$$

соответствующая основному допущению первого приближения. Для нахождения единственной неизвестной функции времени  $H(d, t)$  подставляем решение (11) в граничное условие (6) и получаем обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка

$$\frac{dH(d, t)}{dt} + \frac{1}{\tau} H(d, t) = \frac{1}{\tau} H(0, t). \quad (12)$$

Используя в правой части (12) граничное условие (5), а также начальное условие (4) при  $z=d$ , получаем задачу Коши для уравнения (12), решение которой имеет вид

$$H_1(d, t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (13)$$

где  $\tau$  – постоянная времени первого приближения,

$$\tau = \frac{\mu_0 \gamma R d}{2}. \quad (14)$$

Сравним переходные функции точной и приближенной моделей, используя методику [2]. Анализ расчетов показывает, что для относительно тонких оболочек с небольшой погрешностью, существенной при весьма малых значениях  $t$ , в формуле (7) можно ограничиться первым членом ряда. Для нахождения приближенного значения первого корня упрощаем уравнение (8) с помощью соотношения  $\operatorname{tg} x_1 \approx x_1$  и получаем

$$x_1 \approx \sqrt{\frac{2\mu_r d}{R}}. \quad (15)$$

Выполняя соответствующие упрощения формулы (7), приходим к зависимостям (13), (14). Погрешность формулы (15) для относительно тонких оболочек не превосходит 7%, однако расхождения между переходными функциями при малых значениях  $t$  могут быть весьма большими [3, 6].

Используя интеграл Дюамеля с учетом дополнительных условий (1), (4), получаем с помощью переходной функции (13)

$$H(d, t) = H_0 \frac{1}{\sqrt{(1-\alpha\tau)^2 + \omega^2}} \times \left[ e^{-\alpha t} \sin(\omega t - \psi_2) + e^{-\frac{t}{\tau}} \sin \psi_2 \right], \quad (16)$$

$$\text{где } \psi_2 = \begin{cases} \arctg \frac{\omega\tau}{1-\alpha\tau}, & \text{если } \alpha\tau < 1, \\ \frac{\pi}{2}, & \text{если } \alpha\tau = 1, \\ \pi + \arctg \frac{\omega\tau}{1-\alpha\tau}, & \text{если } \alpha\tau > 1. \end{cases}$$

Соответствующая зависимость, приведенная в работе [7], преобразуется в формулу (16). Формулы (1) и (16) составляют модель первого приближения импульсного магнитного поля рассматриваемой системы.

По сравнению с точной моделью число величин, характеризующих поле, уменьшилось на одну ( $\mu$ ), поэтому исключаем критерий  $\mu_r$ . Таким образом, для модели первого приближения имеем четыре критерия подобия:  $t^*$ ,  $\alpha^*$ ,  $d_R^*$  и  $d^*$ . Однако из формул (1) и (16) можно выделить только три:  $t^*$ ,  $\alpha^*$  и

$$\tau^* = \omega\tau = \omega\mu_0 \gamma R d / 2. \quad (17)$$

Можно убедиться, что критерии  $\tau^*$ ,  $d_R^*$  и  $d^*$  связаны соотношением

$$\tau^* = d^{*2} / d_R^* \quad (18)$$

Если исходить из точной модели, то согласно (18) критерий  $\tau^*$  комплексно характеризует и затухание волн электромагнитного поля по толщине оболочки при  $\mu = \mu_0$  (проявление поверхностного эффекта), и отражение их от внутренней границы оболочки с окружающей средой [5]. С другой стороны, представляем

$$H(d, t) = H(0, t) - H_B(t), \quad (19)$$

где  $H_B(t)$  – напряженность магнитного поля внутри оболочки, обусловленного вихревыми токами  $i_B(t)$  (рис. 1).

Используя соотношение (19) для переходной функции, имеем

$$H_1(d, t) = 1 - H_{1B}(t), \quad (20)$$

где  $H_{1B}(t)$  – переходная функция напряженности магнитного поля  $H_B(t)$ .

Сопоставляя формулы (20), (7) и (13) можно найти  $H_{1B}(t)$ . В частности, для приближенной модели

$$H_{1B}(t) = \exp(-t/\tau). \quad (21)$$

Из выражений (13) и (21) следует, что вихревые токи в оболочке препятствуют проникновению магнитного поля внутрь оболочки, причем тем сильнее и продолжительнее, чем больше  $\tau$ , а следовательно, и  $\tau^*$ .

На рис. 2 и 3 показаны соответственно кривые изменения напряженности проникшего внутрь оболочки магнитного поля  $H(d, t)$  и давления  $p(t)$ , полученные с помощью приближенной модели, при  $\alpha^* = 0,2$  и таких значениях  $\tau^*$ : для кривых 1 -  $\tau^* = 0,4$ ; 2 -  $0,9$ ; 3 -  $1,6$ . Кривая 4 на рис. 2 соответствует зависимости (1),  $p_0 = \mu H_0^2 / 2$ . Изменения  $H(d, t)$  и  $p(t)$  в зависимости от  $\tau$  полностью согласуются с физической интерпретацией этого критерия.

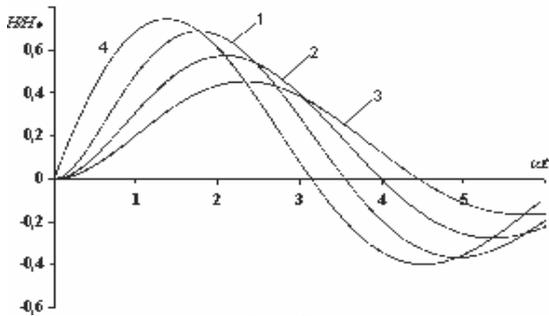


Рис. 2

С увеличением  $\tau^*$  происходит уменьшение амплитуды и увеличение длительности полуволны напряженности магнитного поля, проникшего внутрь оболочки. При этом увеличивается также сдвиг фаз между максимальными значениями напряженностей магнитного поля  $H(0, t)$  и  $H(d, t)$  (рис. 2). Импульсы давления магнитного поля  $p(t)$  состоят из положительных и отрицательных полуволн (рис. 3). Положительные полуволны импульсов  $p(t)$  вызывают сжатие оболочки, а отрицательные – расширение. Отмеченные выше особенности изменения  $H(d, t)$  приводят к соответствующим изменениям полуволн импульсов давления, что необходимо учитывать при выполнении конкретных технологических операций. Например, увеличение  $\tau$  приводит к возрастанию амплитуд положительных полуволн  $p(t)$ , а амплитуды отрицательных полуволн  $p(t)$  имеют максимальное значение при некотором значении  $\tau^*$  (рис. 3). Эти и другие особенности изменения  $p(t)$  нам предстоит выяснить с помощью критериального анализа приближенной модели.

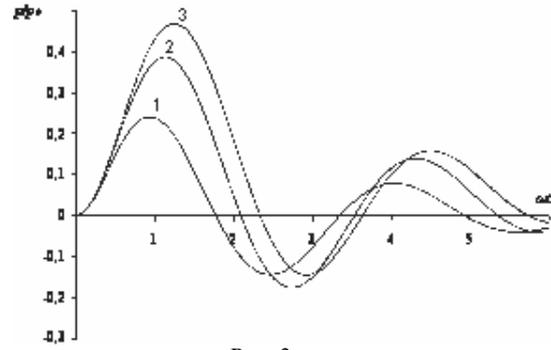


Рис. 3

### КРИТЕРИАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ УСИЛИЙ

Для анализа импульсов магнитного поля и ЭДУ, действующих на оболочку, используем такие параметры, физический смысл которых следует из рис. 2, 3:

$H^*(d, t_{mi}^*)$  – максимальное значение напряженности магнитного поля, проникшего внутрь оболочки;

$t_{mi}^*$  – момент времени, в который достигается значение  $H^*(d, t_{mi}^*)$ ;

$\Psi_H$  – сдвиг фаз между максимальными значениями  $H(d, t)$  и  $H(0, t)$ ,

$$\Psi_H = t_{mi}^* - \arctg(1/\alpha^*);$$

$p_{m1}^*$ ,  $p_{m2}^*$  – максимальные значения положительных и отрицательных давлений;

$t_{m1}^*$  – момент времени, в который достигается значение  $p_{m1}^*$ ;

$t_{p1}^*$ ,  $t_{p2}^*$  – длительности соответственно первой и второй полуволны импульсов давления  $p^*(t)$ .

Все величины, помеченные звездочками, являются безразмерными и получены делением соответствующих размерных величин на базисные:

$$H^* = H / H_0, \quad t^* = \omega t, \quad p^* = p / p_0.$$

Принято  $\mu = \mu_0$ .

В табл. 1 и 2 сделано сравнение расчетных значений параметров импульсов напряженности магнитного поля, проникшего внутрь оболочки, и импульсов давления магнитного поля, полученных в случае граничного условия (1) при  $\alpha^* = 0,2$  с помощью точной модели (столбцы 1, в расчетах участвовал А.С.Оганесян) и приближенной модели (столбцы 2). В верхних строках данных табл. 1 приведены значения  $H^*(d, t_{mi}^*)$ , в нижних -  $t_{mi}^*$ . В верхних строках данных табл. 2 приведены значения  $p_{m1}^*$ , в нижних -  $t_{m1}^*$ . Видим, что, несмотря на указанные выше различия переходных функций при малых  $t$ , для относительно тонких оболочек в весьма больших промежутках изменения критериев  $d_R^*$ ,  $d^*$  и соответственно  $\tau$  расхождения параметров импульсов  $H(d, t)$  и  $p(t)$ , полученных с помощью точной и приближенной моделей, не превышают нескольких процентов. Расчеты показали, что этот вывод справедлив и для других значений  $\alpha^*$ . Поэтому в дальнейшем используем модель первого приближения.

Таблица 1

$d_R^*$	$d^* = 0,1$		$d^* = 0,2$		$d^* = 0,3$				
	$\tau^*$		$\tau^*$		$\tau^*$				
0,01	1	0,553	0,554	4	0,260	0,261	9	0,138	0,139
		2,14	2,13		2,70	2,68		2,93	2,86
0,02	0,5	0,664	0,665	2	0,400	0,405	4,5	0,237	0,240
		1,86	1,85		2,45	2,42		2,76	2,72
0,05	0,2	0,728	0,729	0,8	0,590	0,595	1,8	0,420	0,428
		1,60	1,58		2,07	2,03		2,43	2,38
0,1	0,1	0,741	0,741	0,4	0,683	0,689	0,9	0,562	0,574
		1,49	1,48		1,81	1,77		2,15	2,08

Таблица 2

$d^*_R$	$d^*=0,1$			$d^*=0,2$			$d^*=0,3$		
	$\tau^*$	1	2	$\tau^*$	1	2	$\tau^*$	1	2
0,01	1	0,406 1,16	0,404 1,15	4	0,535 1,34	0,534 1,34	9	0,551 1,37	0,550 1,36
0,02	0,5	0,285 1,00	0,281 0,98	2	0,495 1,28	0,491 1,27	4,5	0,539 1,35	0,538 1,34
0,05	0,2	0,139 0,79	0,133 0,78	0,8	0,377 1,12	0,367 1,10	1,8	0,489 1,27	0,481 1,26
0,1	0,1	0,073 0,70	0,067 0,68	0,4	0,258 0,95	0,240 0,93	0,9	0,406 1,15	0,387 1,13

Для анализа изменений параметров импульсов напряженности и давления магнитного поля используем только два критерия подобия:  $\tau^*$  и  $\alpha^*$ . Зависимости параметров импульсов давления  $p_{m1}^*$ ,  $p_{m2}^*$ ,  $t_{p1}^*$ ,  $t_{p2}^*$  и напряженности магнитного поля  $H^*(d, t_{mi}^*)$ ,  $t_{mi}^*$  от критерия подобия  $\tau^*$  при различных значениях  $\alpha^*$  показаны на рис. 4-8. Для кривых 1, 5 -  $\alpha^*=0,1$ , 2, 6 - 0,2, 3, 7 - 0,3, 4, 8 - 0,4. Амплитуда положительной полуволны импульса давления  $p_{m1}^*$  с ростом  $\tau^*$  увеличивается и достигает области практически неизменного значения при  $\tau^* \geq 6$  (рис. 4, кривые 1-4). При этом амплитуда отрицательной полуволны импульса давления  $p_{m2}^*$  при  $\tau^* = \tau_0^*$  достигает максимума, вблизи которого зависимость  $p_{m2}^*$  от  $\tau^*$  является весьма пологой (рис. 4, кривые 5-8). Длительность положительной полуволны давления  $p(t)$  увеличивается с ростом  $\tau^*$  и при  $\tau^* > 10$  стремится к величине  $t_{p1}^* = \pi$  (рис. 5), а отрицательной - уменьшается и стремится к нулю (рис. 6). Наблюдаемые изменения основных параметров импульсов давления вполне соответствуют изменениям напряженности магнитного поля внутри оболочки (рис. 2, 3, 7, 8). При малых значениях  $\tau^*$  магнитное поле хорошо проникает внутрь оболочки, сдвиг фаз  $\Psi_H$  - небольшой, поэтому амплитуды  $p_{m1}^*$  и  $p_{m2}^*$  невелики. С ростом  $\tau^*$  значения  $H^*(d, t_{mi}^*)$  уменьшаются (рис. 7), но возрастает величина  $\Psi_H$  из-за увеличения  $t_{mi}^*$  (рис. 8), что приводит к увеличению как положительных, так и отрицательных давлений (рис. 2, 3). При больших значениях  $\tau^*$  магнитное поле практически не проникает внутрь оболочки (рис. 7), следствием чего являются преобладание положительных давлений и, несмотря на большие значения  $\Psi_H$ , очень малые отрицательные давления. Описанные особенности изменения электромагнитного поля и ЭДУ характерны для широкого диапазона изменения критерия  $\alpha^*$  (рис. 4 - 8). Естественно, что значения  $\alpha^*$  влияют на амплитудные и временные параметры импульсов напряженности и дав-

ления магнитного поля. При этом с ростом  $\alpha^*$  уменьшаются значения  $H^*(d, t_{mi}^*)$ ,  $p_{m1}^*$ ,  $p_{m2}^*$  (рис. 4, 7), длительность положительной полуволны  $p(t)$  уменьшается (рис. 5), а отрицательной - возрастает (рис. 6).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Качественный анализ влияния частоты импульсного магнитного поля и удельной электропроводности материала на изменения  $p(t)$  с использованием величины  $\Psi_H$  был сделан в работе [8]. При этом указывалось на существование значения частоты импульса напряженности внешнего поля (предположительно вида (1)), при котором отрицательные давления максимальны, но это значение не было определено. В этом анализе не учитывалось влияние основных размеров оболочки  $d$  и  $R$ .

2. В выполненном нами критериальном анализе импульсного магнитного поля и ЭДУ комплексно учтено влияние не только  $\gamma$  и  $\omega$ , но и размеров оболочки, а также коэффициента  $\alpha$ . Для данной оболочки с характеристиками  $\gamma$ ,  $d$ ,  $R$  выбираем такие значения  $\tau^*$ , при которых её магнитно-импульсное сжатие или расширение наиболее эффективны. Для сжатия оболочки (операции типа "обжим" [1]) рекомендуем  $\tau^* \geq 6$ , для расширения с помощью внешнего индуктора (операции типа "раздача" [1]) -  $\tau^* = \tau_0^* \cong 0,8$ . Расчеты показали несущественную зависимость  $\tau_0^*$  от  $\alpha^*$  [0,1÷0,4]:

$$0,77 \leq \tau_0^* \leq 0,82,$$

причем значения  $\tau_0^*$  возрастают с уменьшением  $\alpha^*$ . В случае использования точной модели от рекомендуемых значений критерия  $\tau^*$  с помощью формулы (18) можно перейти к соответствующим значениям критерия  $d^*$ . Например, величине  $\tau_0^*$  соответствует

$$d_0^* \cong \sqrt{0,8d_R^*}.$$

3. Круговую частоту импульса внешнего магнитного поля, необходимую для выполнения технологических операций, находим по выбранному значению  $\tau^*$ , используя формулу (17). Например, в частном случае "раздачи" с помощью внешнего индуктора получаем

$$\omega_0 \cong 1,6/(\mu_0 \gamma R d).$$

4. При  $\alpha \tau < 1$  напряженность проникшего внутрь оболочки магнитного поля является знакопеременной функцией (рис. 2). В случае  $\alpha \tau = 1$ , как следует из формулы (16),  $H(d, t) \geq 0$ . Более детально результаты исследования влияния  $\alpha \tau$  будут изложены отдельно.

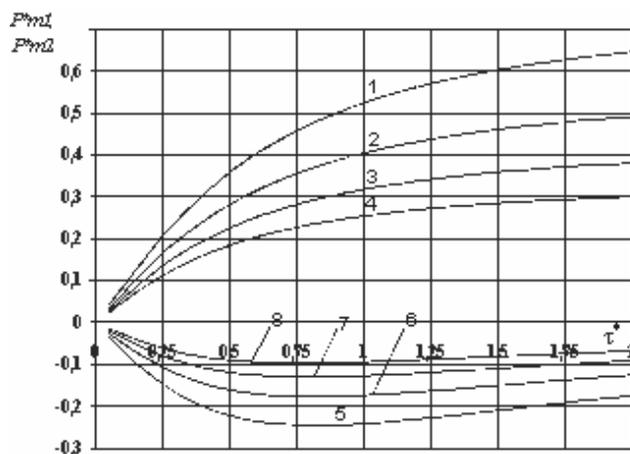
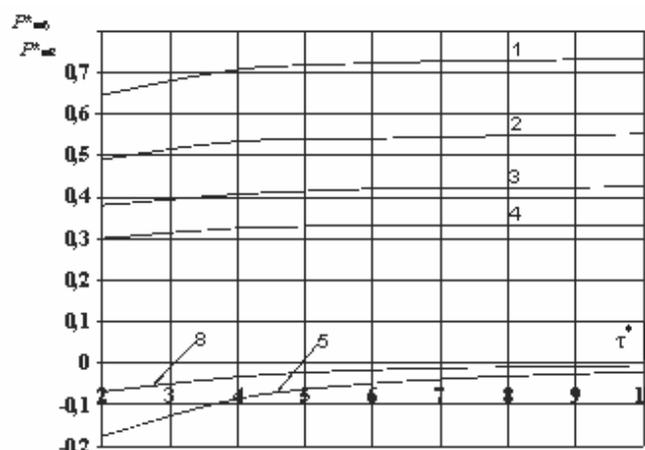


Рис. 4



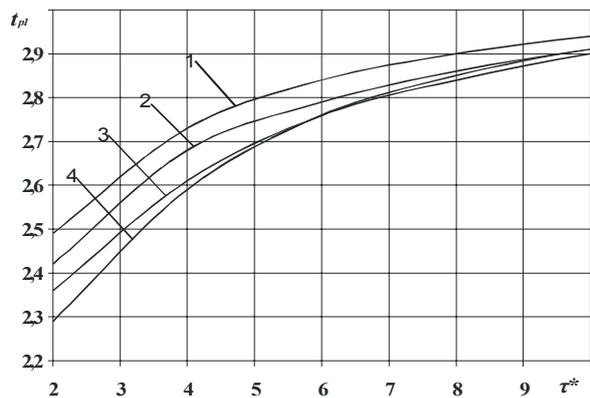
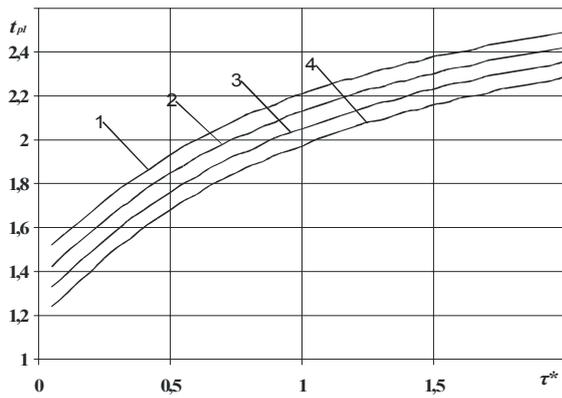


Рис. 5

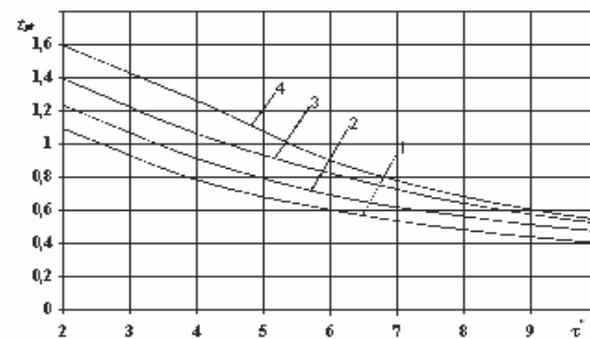
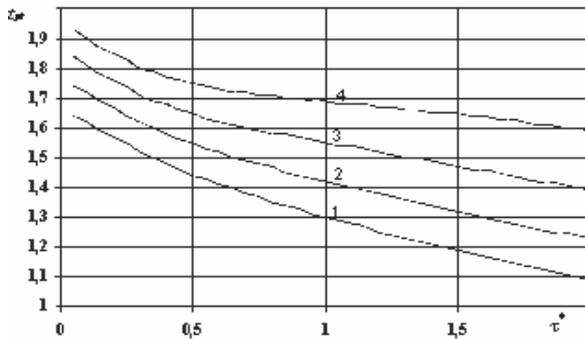


Рис. 6

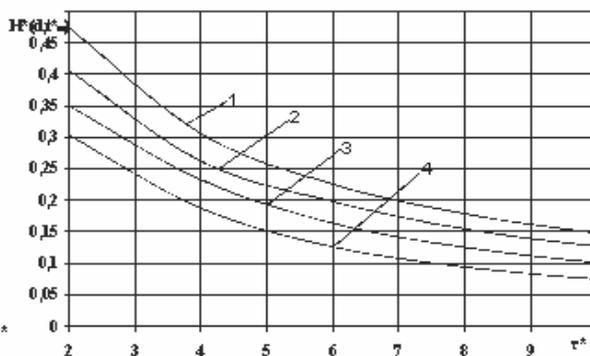
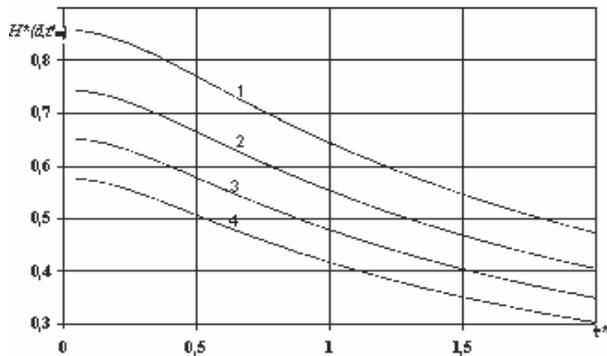


Рис. 7

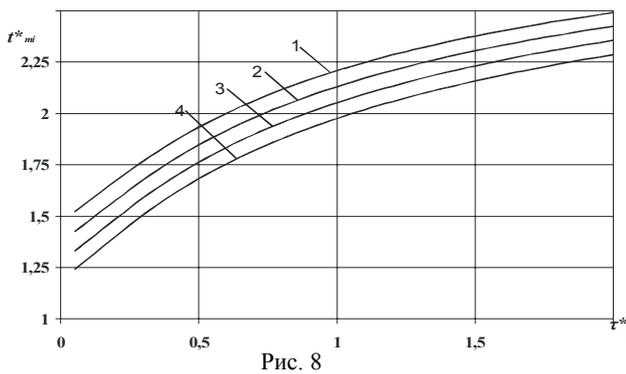


Рис. 8

#### ЛИТЕРАТУРА

[1] Белый И.В., Фертик С.М., Хименко Л.Т. Справочник по магнитно-импульсной обработке металлов. – Харьков: изд. объедин. "Выща школа", 1977. – 168 с.  
 [2] Витков М.Г. Проникновение импульсного магнитного поля внутрь цилиндрического экрана // Журнал технической физики. – 1965. – №3 – С. 410-413.  
 [3] Новгородцев А.Б., Шнейерсон Г.А. Переходные процессы и электродинамические усилия в системе соленоид – замкнутый экран // Труды Ленинградского политехнического института. – 1966. – №273. – С. 139-151.  
 [4] Михайлов В.М. О распределении усилий в стенке про-

водящей трубы в нестационарном электромагнитном поле // Сб. "Теоретическая электротехника". – Львов: Из-во Львовского Ун-та. – 1971. – Вып. 12 – С. 124-129.  
 [5] Михайлов В.М. Импульсные электромагнитные поля. – Харьков: "Выща школа". Изд-во при Харьк. Ун-те, 1979. – 140 с.  
 [6] Шнейерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов. – М.: Энергоатомиздат, 1992. – 416 с.  
 [7] Dehoff A., Jablonski J. Ermiflung des magnetischen Drucks bei der elektromagnetischen Umformung. // Electric. - 1971. - №7 – S. 275-277.  
 [8] Щеглов Б.А., Есин А.А. Раздача тонких трубчатых заготовок силами притяжения импульсного магнитного поля // Кузнечно-штамповочное производство. – 1971. – №4. – С. 15-18.  
 [9] Веников В.А., Веников Г.В. Теория подобия и моделирования (применительно к задачам электроэнергетики). М.: Высш. шк., 1984. – 439 с.  
 [10] Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники. Т 2. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.  
 [11] Белый И.В., Остроумов Г.В., Фертик С.М. Давление на тонкостенную заготовку при обработке её импульсным магнитным полем // Вестник Харьковского политехнического института. "Магнитно-импульсная обработка металлов". – Вып. 1. – 1971. – С. 3-15.

Поступила 09.03.2007