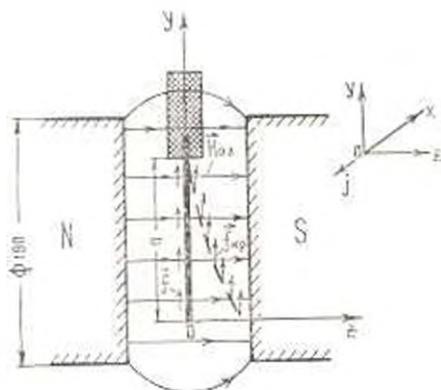


Р. Н. ОВАКИМЯН, Ю. И. КОСАКЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ТОКОНЕСУЩЕЙ ПЛАСТИНКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

К настоящему времени неуклонно растет число опубликованных теоретических работ и новой отрасли механики — магнитоупругости тонких тел, развивающейся на стыке электродинамики и сильно развитой теории пластин и оболочек. В то же время экспериментальная разработка многих вопросов магнитоупругости недостаточна и это особенно заметно в области исследования токонесущих тонких тел в сильных магнитных полях.

В данной работе описывается постановка первых экспериментов и приводятся результаты по исследованию статической устойчивости токонесущей пластинки в магнитном поле в случае жесткого защемления одной из краев пластины (фиг. 1).



Фиг. 1.

При рассмотрении в [1] колебаний и устойчивости токонесущей пластинки в поперечном магнитном поле, в частности, исследован случай, когда пластинка закреплена на краю $y = a$ и колебания не зависят от координаты x . Уравнение устойчивости (без учета сил тяжести) имеет вид

$$D \frac{d^2 w}{dy^2} - \frac{2sh E_{\infty} H_{\infty}}{c} \frac{d}{dy} \left(y \frac{dw}{dy} \right) = 0$$

где $D = \frac{2 E h^3}{3 (1 - \nu^2)}$ — цилиндрическая жесткость, E — модуль упругости, ν — коэффициент Пуассона, w — прогиб, $2h$ — толщина пластины.

ки, τ — электропроводность, c — скорость света, E_{0z} и H_{0z} — напряженности электрических и магнитных полей в невозмущенном состоянии. Из решения этого уравнения следует выражение критического значения произведения

$$(E_{0z} H_{0z})_k = 3.92 \frac{D}{a^2} \frac{\epsilon}{\tau b} \quad (1)$$

при котором пластинка теряет устойчивость.

В дальнейшем все выкладки ведутся в системе СИ. Практическая неизменность величины и направления плотности тока $\vec{j} = \tau \vec{E}_{0z}$, магнитной индукции $\vec{B} = \mu_0 H_{0z}$ (μ — относительная магнитная проницаемость проводящей среды, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}$ — магнитная проницаемость

вакуума) при взаимной перпендикулярности \vec{j} и \vec{B} позволяет считать объемную силу $\vec{f} = [\vec{j}, \vec{B}]$ равномерно распределенной по всей высоте пластинки и всегда направленной по Oy (противоположно силе тяжести). С учетом новых соотношений перепишем выражение (1) в виде

$$f_{kp} = (jB)_k = 2.61 \frac{E}{1-\tau^2} \frac{K}{a^2} \left| \frac{\mu}{\mu^2} \right| \quad (2)$$

Целью нашего эксперимента являлось определение величины $f_{kp} = (jB)_k$ в соответствии с (2) для проводящих пластинок из диа- и парамагнитного материала, где $\mu \approx 1$.

Магнитное поле в направлении оси z создается электромагнитом соленоидной системы с водяным охлаждением обмотки. Конструктивно магнит состоит из двух одинаковых намагничивающих катушек, которые по одной оси неподвижно закрепляются на ярме. Внутри катушек расположены сердечники с полюсными наконечниками цилиндрической формы $\varnothing 190$ мм. Величина зазора 10–80 мм между плоскими торцевыми полюсами получается перемещением сердечников по оси магнита.

Питание магнита осуществляется генератором постоянного тока с дистанционным управлением системы стабилизации и ввода тока.

На фиг. 2 приведена зависимость индукции поля от подаваемой в катушку силы тока при зазорах в 23 и 30 мм. Измерения проводились измерителем магнитной индукции ИМИ-2.

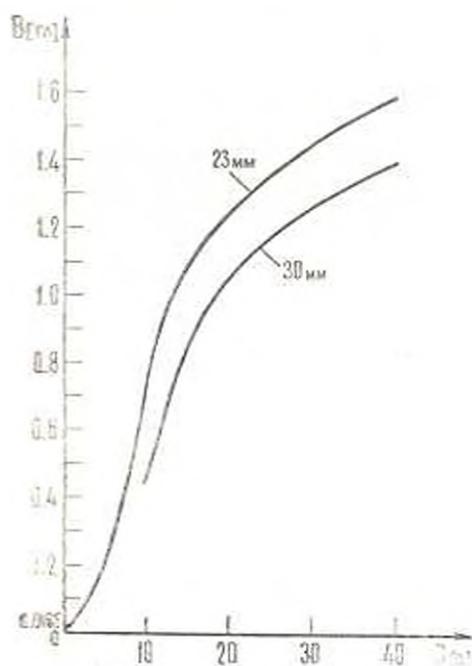
Величина плотности тока j — другой составляющей силы (2) — ограничивается температурой нагрева токонесящей пластинки $\Delta t \approx 10^\circ$, что делается для постоянства физико-механических характеристик материала пластинки. Для определения j решается дифференциальное уравнение теплопроводности с объемным источником джоулева тепла $g = j^2 \tau$

$$\tau \frac{d^2 t}{dz^2} + g = 0 \quad (3)$$

при граничных условиях

$$-j \frac{dt}{dz} \Big|_{z=l} = \alpha_m \Delta t, \text{ а при } z=0 \quad \frac{dt}{dz} = 0 \text{ и } t = t_{\text{max}} \quad (4)$$

Здесь j — коэффициент теплопроводности, α_m — коэффициент теплопередачи при свободной конвекции.



Фиг. 2.

Решая уравнение (3) совместно с условиями (4), получим при $z \approx h$ и $z=0$ соответственно

$$\Delta t = j^2 \frac{h}{\alpha_m}, \quad \Delta t_{\text{max}} = \left(1 - \frac{h\alpha_m}{2j}\right) \Delta t \quad (5)$$

Отметим, что во втором выражении (5) при толщине пластинки $2h \sim 10^{-3}$ м величиной $h\alpha_m/2j \sim 10^{-4}$ можно пренебречь по сравнению с единицей. Таким образом, температура нагрева постоянна по толщине пластинки и равна Δt . Так как было принято, что $\Delta t \approx 10^\circ$, а при свободной конвекции $\alpha_m \approx 5 \text{ вт/м}^2\text{град}$, то по (5) плотность тока должна удовлетворять условию

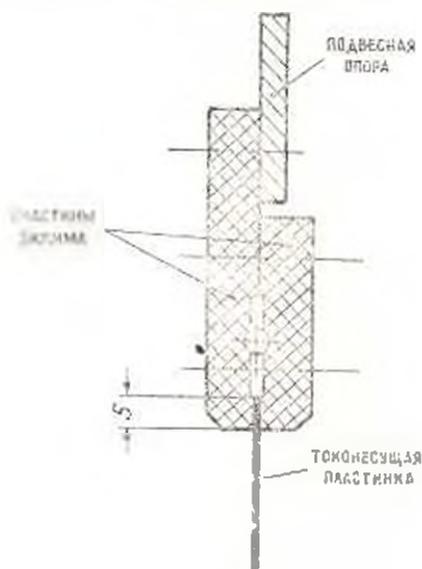
$$j < 7 \left(\frac{\sigma}{h} \right)^{1/2}, \quad \left| \frac{\alpha}{M^2} \right| \quad (6)$$

При постановке эксперимента учитывалась создаваемая в зазоре электромагнита однородность магнитного поля $\sim 10^{-3}$ в радиусе $R < 3.5$ см относительно оси магнита. Исходя из этого, наибольший из трех размеров пластинки должен быть меньше 7 см.

Получение равномерно распределенной плотности постоянного тока, протекающего от одной кромки пластины к противоположной, с определенной точностью осуществляется путем припайвания медных проволочек $\varnothing 0.13$ мм к обим краям с шагом $(2.5 - 4)$ мм по всей высоте пластины. Исходя из специфики эксперимента, такой способ припайвания позволяет свободно изгибаться пластинке относительно заземленной кромки. Жесткость пластины практически не меняется, а цепь электрического тока получается безразрывной.

Электрический ток для тонких пластинок, последовательно включенных в цепь, подается от стабилизатора постоянного тока с плавной регулировкой его величины от 0 до 20а при коэффициенте стабильности 10^{-4} . Для более толстых пластинок применяется другой источник с силой тока до 60а с кратковременной стабильностью 10^{-3} .

Испытываемая пластинка с припаянными проволоками устанавливается на глубину 5 мм в зазор прижимного устройства, состоящего в основном из двух наложенных друг на друга текстолитовых пластин, и затем затягивается двумя винтами (фиг. 3). Прижимное устройство совместно с алюминиевым листом подвесной опоры составляет специальное приспособление, с помощью которого проводится фиксация пластины в плоскости симметрии магнита перпендикулярно магнитным силовым линиям. Толщина текстолитовых пластин — 8 мм, алюминиевого листа — 5 мм. Детали винтового соединения изготовлены из бронзы.



Фиг. 3.

Эксперименты проводились на пластинках из алюминия — А5, бериллиевой бронзы — БрБ2 и латуни — Л70. В табл. 1 даны их геометрические размеры, а также некоторые физико-механические свойства материалов, взятые из [2]. Приведены также значения максимальной плотности тока, вычисленные по (6), силы тока и $f_{max} = j_{max} B$ при

$B = 1.5$ тл, то есть реальной величины индукции поля используемого электромагнита. Кроме того, даны значения $f_{кр}$, вычисленные по правой части формулы (2).

Как видно из табл. 1, отношение $\gamma/f_{кр} \sim 10^{-1}$, что позволяет не учитывать собственный вес пластинки.

Таблица 1

Материал	Удельный вес $\gamma \cdot 10^3$ [г/см ³]	Толщина $2h \cdot 10^{-3}$ [см]	Высота $a \cdot 10^{-3}$ [см]	Модуль упругости $E \cdot 10^{11}$ [н/см ²]	Коэффициент Пуассона ν	Коэфф. тепл. λ [вт/м ² ·град]	Проводимость $\sigma \cdot 10^8$ [ом ⁻¹ ·м]	Плотность тока $J_{кр} \cdot 10^6$ [а/см ²]	Сила тока $J_{кр}$ [а]	$f_{кр} \cdot 10^3$ [с ⁻¹]	$f_{теор} \cdot 10^3$ [с ⁻¹]
Алюминий	2.63	0.16	6.0	0.73	0.34	228	0.363	4.7	49	7.0	6.4
Бронза берилл.	8.2	0.1	7.0	1.33	0.35	83.5	0.143	3.7	28	5.5	2.88
Латунь	8.62	0.07	4.5	1.1	0.35	121	0.145	4.5	16	6.7	4.4

Ширина пластинок $b = 5$ см.

Экспериментальные значения $f_{кр} = \gamma/J_{кр} H_{кр}$, полученные при различных значениях силы тока (плотности тока) и магнитной индукции $B = \mu H_{кр}$, приведены в табл. 2.

Таблица 2

	Алюминий (эзвор 30 м.м)				Бронза бериллиевая (эзвор 23 м.м)						Латунь (эзвор 23 м.м)			
	34	36	40	44	12	14	16	18	20	8	10	12	13	
f [а]	1.4	1.34	1.185	1.054	1.35	1.18	1.04	0.92	0.82	1.35	1.18	1.04	0.92	
$f_{кр} \cdot 10^3$ н.м ²	4.58	4.64	4.55	4.46	2.16	2.20	2.22	2.21	2.19	3.08	3.37	3.56	3.42	

Сравнивая полученные результаты с теоретическими значениями $f_{кр}$ (табл. 1), можно заметить, что во всех случаях соответствующие экспериментальные величины $f_{кр}$ меньше теоретических.

Конечно, здесь следует учесть ошибки измерения, связанные с точностью установки пластинки перпендикулярно магнитным силовым линиям, малейшие неровности поверхности пластинки, диа- и парамагнитные свойства образцов, особенно заметные в сильных магнитных полях. Помимо этого не принимались во внимание незначительные силы натяжения токонесущих проволок.

Несмотря на это, по-видимому, полученные результаты позволяют принять теоретические значения $f_{кр}$ (2) за верхний предел при определении устойчивости токонесущей пластинки в поперечном магнитном поле.

Պ. Ն. ՉՈՎԱԿԻՄԻԱՆ, Յ. Ի. ԿՕՏԱԿԻԱՆ, Բ. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍԻԱՆ

ԴԱՐՅԵՐՈՒԿԱՆ ԳԱՆՏՈՒՄ ԸՈՍԱՆՔԱՏԱՐ ՍԱՐԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ
ՓՈՐՉՆԱԿԱՆ ՇԵՍՉՈՑՈՒԹՅՈՒՆ

Ա Վ Փ Ո Փ Ո Ս Ո

Աշխատանքում նկարագրվում է մեկ եզրով ամրակցված ելուցիական մագնիսական դաշտում գանգոյ նստանքառար սալի ստատիկ կայունության նետադասման նամար կատարվող փորձի սրվածքը:

Նրեր տարրեր սալերի նամար բերված են կրիտիկական ուժերի մեծությունների փորձնական սրջման նախնական արդյունքները:

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF A CURRENT-CARRING
PLATE STABILITY IN THE PRESENCE OF A MAGNETIC FIELD

R. N. OVAKIMIAN, Y. I. KOSAKIAN, R. M. MARTIROSIAN

S u m m a r y

The experiments are described and the primary results of experimental determination of magnitude of critical force are presented.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Вадцарян Г. Е., Бедубекян М. В. Колебания и устойчивость токонесущей пластинки в поперечном магнитном поле. Докл. АН Арм.ССР, т. I.VII, № 5, 1973.
2. Справочник машиностроителей, под. ред. Н. С. Аверкала, т. 6. Машиностроение, М., 1964.