

ISSN 0002—3566

ВЕСЦІ



НАЦЫЯНАЛЬНАЯ
АКАДЭМІЯ НАВУК БЕЛАРУСІ

СЕРЫЯ ФІЗІКА-ТЭХНІЧНЫХ НАВУК

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ
АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ
СЕРИЯ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

PROCEEDINGS
OF THE NATIONAL ACADEMY
OF SCIENCES OF BELARUS
PHYSICO-TECHNICAL SERIES

3

Мінск
“Беларуская навука”
2006

РЭДАКЦЫЙНАЯ КАЛЕГІЯ:

У. І. ЦІМАШПОЛЬСКІ (галоўны рэдактар),
С. А. АСТАПЧЫК (нам. галоўнага рэдактара),
У. Л. ДРАГУН (нам. галоўнага рэдактара),
П. А. ВІЦЯЗЬ, М. С. ВЫСОЦКІ, А. І. ГАРДЗІЕНКА,
В. А. ЕМЯЛЬЯНАЎ, С. А. ЖДАНОК, У. У. КЛУБОВІЧ,
Л. Р. КРАСНЕЎСКІ, С. П. КУНДАС, В. І. КУЎШЫНАЎ,
М. М. МАХАНЁК, М. П. МІГУН, А. А. МІХАЛЕВІЧ,
Ю. М. ПЛЕСКАЧЭЎСКІ, П. П. ПРАХАРЭНКА, А. П. РЭУТ,
В. У. ТУР, Б. М. ХРУСТАЛЕЎ, В. К. ШЭЛЕГ,
Н. А. АЛЯКСЕЕВА (вядучы рэдактар)

АДРАС РЭДАКЦЫІ:

220072, Мінск, пр. Незалежнасці, 66, п. 404. Тэл.: 284-19-19.

E-mail: engine@presidium.bas-net.by

URL: <http://www.ac.by/publications/vestift/index.html>

220141, Мінск, вул. Ф. Скарыны, 40, п. 318. Тэл.: 263-37-00.

Факс: (017) 263-76-18.

E-mail: belnauka@infonet.by

ВЕСЦІ

НАЦЫЯНАЛЬНАЯ АКАДЭМІЯ НАВУК БЕЛАРУСІ

СЕРЫЯ ФІЗІКА-ТЭХНІЧНЫХ НАВУК 2006 № 3

ИЗВЕСТИЯ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ

СЕРИЯ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК 2006 № 3

ЗАСНАВАЛЬНИК — НАЦЫЯНАЛЬНАЯ АКАДЭМІЯ НАВУК БЕЛАРУСІ

Часопіс выдаецца са студзеня 1956 г.

Выходзіць чатыры разы ў год

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ, МЕТАЛЛУРГИЯ

Самойлович Ю. А., Тимошпольский В. И. Анализ термогравитационной конвекции в жидком ядре за- твердевающих стальных слитков. Часть I. Постановка задачи. Нестационарная термогравитация	5
Клубович В. В., Кулак М. М., Платонов Л. Л., Румянцева И. Н., Самолетов В. Г. Получение материа- лов с градиентным распределением упрочняющих частиц методом СВС-литья	11
Волочко А. Т. Отходы алюминиевых сплавов в производстве порошков, паст, композиционных и керами- ческих материалов	17

МАШИНОСТРОЕНИЕ, МЕХАНИКА

Плескачевский Ю. М., Сенько В. И., Старовойтов Э. И., Кубенко В. Д. Колебания металлополимерного стержня под действием нагрузок различной формы	25
Петько В. И., Куконин А. Г., Куконин В. Е. Измерения виброперемещений в стендовых испытаниях ме- ханических конструкций	32
Шмелев А. В. Схематизация случайных процессов нагружения при максимальных напряжениях цикла, меньших предела выносливости	37
Баштовой В. Г., Полевиков В. К., Альгадал А. М. Влияние процессов диффузии на статику магнитных жидкостей	42

ЭНЕРГЕТИКА, ТЕПЛО- И МАССООБМЕН

Иванов Е. М., Ивашко В. С., Буйкус К. В., Клецко В. В. Анализ процессов теплообмена при газотерми- ческом напылении. Нагрев микрочастиц	49
Шут В. Н., Сырцов С. Р., Ильющенко Д. А., Гавриленко Е. Л. Теплофизические характеристики позис- торных блоков размагничивания кинескопов	53

Васильев Л. Л., Кулаков А. Г., Филатова О. С., Васильев Л. Л. мл. Миниатюрные и микротепловые трубы. Состояние вопроса.....	57
---	----

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И СИСТЕМЫ

Дипницкий С. Ф. Математическая модель и алгоритмы формирования схемы грамматики, порождающей проективные предложения.....	71
Иниютин А. В., Садыков Р. Х. Алгоритм сегментации изображений на основе полутонного псевдоскелета	76
Залесский Б. А., Недзьведь А. М., Дрозд В. М., Фридман М. В., Лушик М. Л. Анализ состояния щитовидной железы на основе гистологических и ультразвуковых изображений.....	82

РАДИОЭЛЕКТРОНИКА И ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

Артюхина Н. К. Зеркальная анастигматическая афокальная система.....	90
Кураев А. А., Синицын А. К., Лушицкая И. В. Сверхмощные ЛБВ и ЛОВ на нерегулярных волноводах...	96
Лисовский В. В. Учет влияния рассеяния на неоднородностях при измерении влажности зерна методами СВЧ-влажнометрии.....	105
Боровиков С. М., Бересневич А. И., Емельянов А. В. Выбор имитационных факторов при прогнозировании отказов биполярных транзисторов.....	109

ДИАГНОСТИКА И БЕЗОПАСНОСТЬ ТЕХНИЧЕСКИХ И ПРИРОДНЫХ СИСТЕМ

Матюк В. Ф., Мельгуй М. А., Пивчуков Д. А., Аброскина С. А. Контроль качества высокотемпературного отпуска изделий из среднеуглеродистой качественной стали 45 многопараметровым импульсным магнитным методом.....	113
--	-----

УЧЕНЫЕ БЕЛАРУСИ

Анатолий Иванович Свириденко (К 70-летию со дня рождения).....	119
Петр Александрович Витязь (К 70-летию со дня рождения).....	121
Владимир Леонидович Драгун (К 60-летию со дня рождения).....	123

ИЗВЕСТИЯ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ 2006, № 3

Серия физико-технических наук
на русском и белорусском языках

Технічны рэдактар Т. В. Леце́н

Комп'ютэрная вёрстка С. М. Касцюк

Здадзена ў набор 09.08.2006 г. Падпісана ў друк 25.09.2006 г. Выхад ў свет 28.09.2006 г. Фармат 60 × 84^{1/8}. Папер афсетная. Ум. друк. арк. 14,88. Ум. фарб.-адб. 15,58. Ул.-выд. арк. 16,4. Тыраж 120 экз. Заказ 278.
Копт нумару: індывідуальная падпіска – 4880 руб.; ведамасная падпіска – 4938 руб.

Рэспубліканскае ўнітарнае прадпрыемства «Выдавецкі дом «Беларуская навука». ЛП № 02330/0131569 ад 11.05.200 220141. Мінск, вул. Ф. Скарыны, 40. Пасведчанне № 459.

Надрукавана ў РУП «Выдавецкі дом «Беларуская навука».

© «Выдавецкі дом «Беларуская навука»
Весті НАН Беларусі, серыя фізіка-тэхнічных навук, 201

PROCEEDINGS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF BELARUS

PHYSICO-TECHNICAL SERIES 2006 No. 3

FOUNDED BY THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF BELARUS

The Journal has been published since January 1956

Issued four times a year

CONTENTS

MATERIALS ENGINEERING, METALLURGY

- Samoilovich Yu. A., Timoshpolskiy V. I. The analysis of thermo-gravitational convection in the liquid kernel of solidified steel ingots. Part 1. Problem formulation. Non-stationary thermo-gravitation..... 5
- Klubovich V. V., Kulak M. M., Platonov L. L., Rumyantseva I. N., Samoilev V. G. Production of materials with gradient distribution of strengthening particles by the SHS-casting method 11
- Volochko A. T. Wastes of recycling of aluminium alloys in production of powders, doughs, composite and ceramic materials..... 17

MECHANICAL ENGINEERING AND MECHANICS

- Pleskachevsky Yu. M., Senko V. I., Starovoitov E. I., Kubenko V. D. The metal-polymeric beam fluctuations under different form loadings 25
- Per'ko V. I., Kukonin A. G., Kukonin V. E. Measurement of vibration movements at test bench testing of mechanical structures 32
- Shmelev A. V. Schematization of random loading processes when the maximum stresses of the cycle are less than the fatigue limit..... 37
- Bashtovoi V. G., Polevikov V. K., Algadal A. M. The effect of diffusion processes on the statics of magnetic fluids..... 42

POWER ENGINEERING, HEAT AND MASS TRANSFER

- Ivanov E. M., Ivashko V. S., Buikus K. V., Kletsko V. V. The analysis of heat-exchange processes at thermal spraying. Heating of particles 49
- Shut V. N., Syrtsov S. R., Ilyushenko D. A., Gavrilenko E. L. Thermal and electric properties of the PTC devices for degaussing circuits 53
- Vasiliev L. L., Kulakov A. G., Filatova O. S., Vasiliev L. L. Jr. Miniature and micro heat pipes. State of the problem..... 57

INFORMATION TECHNOLOGIES AND SYSTEMS

- Lipnitsky S. F. Mathematical model and forming algorithms of grammar scheme, producing projective propositions.. 71
- Inyutin A. V., Sadykhov R. Kh. Image segmentation algorithm on the basis of a grayscale pseudoskeleton..... 76
- Zalesky B. A., Nedz'ved' A. M., Drozd V. M., Fridman M. V., Luschik M. L. Analysis of human thyroid glands condition based on histological and ultrasonic images 82

RADIOELECTRONICS AND INSTRUMENT-MAKING

- Artioukhina N. K. Catoptric anastigmatic afocal optical system 90
- Kurayev A. A., Sinitsyn A. K., Luschitskaya I. V. Super-power TWT and BWO on irregular wave guides 96
- Lisovsky V. V. The account of influence of diffusion on heterogeneities while measuring grain moisture with super high frequency moisture measuring methods..... 105

Baravikou S. M., Berasnevich A. I., Emelyanov A. V. Choice of the limitation factors in forecasting failures of bipolar transistors.....	109
--	-----

DIAGNOSTICS AND SAFETY OF TECHNICAL AND ENVIRONMENT SYSTEMS

Matyuk V. F., Maigui M. A., Pinchukov D. A., Abroskina S. A. Quality testing of high-temperature tempering of articles from medium-carbon refined steel 45 by multiparameter pulse magnetic method.....	111
---	-----

SCIENTISTS OF BELARUS

Anatoly Ivanovich Sviridyonok (On his 70 th birthday)	111
Petr Aleksandrovich Vityas (On his 70 th birthday).....	12
Vladimir Leonidovich Dragun (On his 60 th birthday)	12

УДК 537.84:621.03

В. Г. БАШТОВОЙ, В. К. ПОЛЕВИКОВ, А. М. АЛЫГАДАЛ

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ДИФФУЗИИ НА СТАТИКУ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Белорусский национальный технический университет

(Поступила в редакцию 20.11.2005)

В настоящей работе развивается теория диффузии магнитных частиц в магнитных жидкостях и на примере конкретной задачи магнитоожидкостного уплотнения рассматривается влияние этих процессов на статику магнитных жидкостей. Благодаря своей способности к пондеромоторному взаимодействию с внешними магнитными полями магнитные жидкости не только обеспечили развитие нового направления в механике жидкостей, но и стали новым технологическим материалом, нашедшим широкое применение в технике [1, 2].

Особенностью магнитных жидкостей является то, что они представляют собой коллоидный раствор твердого ферромагнетика в жидкости-носителе. Мельчайшие частицы размером порядка 10 нм твердого ферромагнетика (чаще всего магнетита Fe_3O_4) находятся в жидкости-носителе в броуновском движении, обеспечивая тем самым возможность рассмотрения магнитных жидкостей как сплошной однородной текучей среды с магнитным моментом единицы объема (намагниченностью) M .

Макроскопическое взаимодействие магнитной жидкости с внешним неоднородным магнитным полем с градиентом напряженности ∇H обуславливается силой $\vec{f}$, действующей на каждую отдельную частицу ферромагнетика с магнитным моментом m_m . Если момент частицы ориентирован вдоль направления вектора напряженности магнитного поля, то эта сила определяется выражением $\vec{f} = \mu_0 m_m \nabla H$, где $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума. Если частица совершает броуновское тепловое вращение, то эта сила определяется средним по времени значением проекции этого момента $\bar{m}_m$ на направление поля, которое равно произведению магнитного момента частицы на функцию Ланжевена: $\bar{m}_m = m_m L(\xi)$, $L(\xi) = \text{ctg} \xi - 1/\xi$, $\xi = \mu_0 m_m H/kT$, где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Как было отмечено, именно силой $\vec{f}$, с одной стороны, определяется взаимодействие жидкости с полем, а с другой, эта сила приводит к движению вдоль нее броуновских магнитных частиц относительно жидкости-носителя, т. е. приводит к перераспределению концентрации частиц в магнитной жидкости. Концентрация частиц увеличивается в тех местах, где напряженность поля больше. В противовес этому действует процесс диффузии магнитных частиц из областей с большей концентрацией в области с меньшей концентрацией. Это должно приводить к перераспределению объемной магнитной силы, действующей в магнитной жидкости.

Несмотря на то что понимание этих процессов давно имеет место у исследователей, занимающихся механикой магнитных жидкостей, однако их количественное описание в настоящее время отсутствует. В связи с этим применим классическую теорию диффузии броуновских частиц в поле массовой силы [3] к магнитным жидкостям (магнитным коллоидам).

Постановка задачи о диффузии магнитных частиц. Для броуновских частиц с плотностью ρ_c , объемная концентрация которых C' , закон сохранения массы при их диффузии имеет вид

$$\rho_c \frac{\partial C'}{\partial t} + \text{div}(\vec{i}) = 0, \quad (1)$$

где плотность потока массы $\bar{i}$ равна:

$$\bar{i} = -\rho_q D \nabla C' + \rho_q C' b \bar{f}. \quad (2)$$

Здесь D — коэффициент диффузии, а b — подвижность частиц.

Для сферических частиц радиуса R_q , испытывающих при движении в жидкости стоксовскую силу вязкого сопротивления, $b = 1/6\pi\eta R_q$.

Подвижность частицы и коэффициент диффузии связаны соотношением Эйнштейна $D = kTb = kT/6\pi\eta R_q$.

В дальнейшем будем считать жидкость намагниченной до насыщения: $L(\xi) = 1$. С учетом этого, а также вышеприведенного выражения для силы $\bar{f}$ подстановка (2) в (1) дает следующее уравнение переноса массы в магнитной жидкости:

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D \Delta C' - b(\mu_0 m_m \nabla H) \nabla C' - b(\mu_0 m_m \Delta H) C', \quad (3)$$

которое должно решаться при следующем граничном условии: на границах объема жидкости нормальная компонента плотности потока частиц i_n обращается в нуль (условие непроницаемости границ):

$$i_n = -\rho_q D \frac{\partial C'}{\partial n} + \rho_q C' b f_n = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial C'}{\partial n} = \frac{b}{D} \mu_0 m_m \frac{\partial H}{\partial n} C' \quad (4)$$

и следующем начальном условии:

$$C'(x_i, t=0) = C'_0(x_i), \quad (5)$$

а также при условии, что средняя концентрация частиц $\bar{C}$ в рассматриваемом объеме V_0 остается постоянной и заранее заданной величиной в любой момент времени

$$\frac{1}{V_0} \int_{V_0} C' dV = \bar{C}. \quad (6)$$

Выбирая в качестве масштабов для координат характерный размер h , для напряженности магнитного поля — характерное значение H_0 ; для концентрации — среднее значение $\bar{C}$, для времени — h^2/D и введя безразмерные величины: $x'_i = x_i/h$, $V'_0 = V_0/h^3$, $t' = tD/h^2$, $H' = H/H_0$, $C = C'/\bar{C}$, систему уравнений (3)–(6) можно привести к следующему безразмерному виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C}{\partial t} &= \Delta C - U \nabla H \cdot \nabla C - U \Delta H C, \\ \frac{\partial C}{\partial n} - U \frac{\partial H}{\partial n} C &= 0 \quad (\text{на границах}), \end{aligned} \quad (7)$$

$$C(x_i=0) = C_0(x_i) \quad (\text{в начальный момент времени}),$$

$$\int_{V_0} C dV = V_0$$

(штрихи у безразмерных величин для краткости опущены).

Как видно, задача описывается безразмерным критерием U

на их объемную концентрацию C' : $M = M_f C'$. Определим намагниченность насыщения магнитной жидкости M_s как произведение средней концентрации магнитных частиц $\bar{C}$, соответствующей однородной жидкости, на величину намагниченности материала частиц: $M_s = \bar{C} M_f$. С учетом определения относительной концентрации магнитных частиц $C = C'/\bar{C}$ выражение для магнитной силы переписывается следующим образом:

$$\vec{F} = \mu_0 M_s \int_V C(x_i, t) \nabla H dV. \quad (8)$$

Аналогично уравнение статики магнитной жидкости, определяющее распределение давления p в ней, примет вид

$$\nabla p = \mu_0 M_s C(x_i, t) \nabla H. \quad (9)$$

Моделирование магнитожидкостного уплотнения с учетом диффузии магнитных частиц. Уплотнение зазоров между движущимися поверхностями (например, между вращающимся валом машины и корпусом) с помощью магнитных жидкостей осуществляется за счет заполнения ими этих зазоров и удержания их в требуемом месте неоднородным магнитным полем, создаваемым, как правило, системой постоянных магнитов и магнитопроводов [1, 2]. Основной задачей магнитной системы является создание магнитного поля, обеспечивающего как можно большую магнитную силу, удерживающую объем магнитной жидкости в зазоре уплотнения.

Моделирование уплотнения проведем в двумерной плоской геометрии, изображенной на рис. 1. Объем магнитной жидкости (MF) длиной L и шириной h заполняет зазор между двумя плоскими поверхностями $z = 0$ и $z = h$ и удерживается в нем неоднородным магнитным полем, создаваемым магнитным полюсом с заостренной торцевой частью, обеспечивающей максимально возможную концентрацию магнитного поля под полюсом. Как показывают расчеты, форма свободных поверхностей жидкости $x = 0$ и $x = L$ незначительно влияет на результаты, поэтому эти поверхности предполагаются плоскими.

В линейной части магнитопровода внешним источником создается постоянный магнитный поток, величина которого на единицу длины в поперечном направлении есть Φ . В зазоре магнитожидкостного уплотнения объем магнитной жидкости при отсутствии действующих на нее перепадов давления занимает равновесное положение $a = L/2$, соответствующее нулевому значению результирующей магнитной силы.

При смещении объема из положения равновесия (например, под действием возникшего перепада давления $\Delta p = p_2 - p_1$) на него начинает действовать не равная нулю магнитная сила F_x , стремящаяся вернуть его в положение равновесия. Величина этой силы тем больше, чем больше смещение объема от положения равновесия. Равновесное положение объема при действии перепада давления определяется равенством магнитной силы и силы давления.

Сила $\vec{F}$, действующая на объем, определяется выражением (8), а ее проекция на ось x равна:

$$F_x(t) = \mu_0 M_s W \int_0^h \int_0^L C(x, z, t) \frac{\partial H}{\partial x} dx dz, \quad (9)$$

Рис. 1. Геометрия задачи и модель магнитной системы магнитожидкостного уплотнения: 1 — поверхность вала, 2 — полюс магнита с заостренной торцевой частью — концентратор магнитного поля, 3 — линейная часть магнитопровода с магнитным потоком Φ , MF — магнитная жидкость

где W — длина капли жидкости в третьем измерении. Этой силой определяется удерживаемый перепад давления Δp в магнитожидкостном уплотнении: $\Delta p = p_2 - p_1 = F_x / Wh$.

Как показано в [3], хорошим приближением к реальности может служить допущение о том, что форма поверхности концентратора определяется уравнением гиперболы $z^2 = (x-a)^2 \operatorname{ctg}^2 \beta + h^2$, где h — z -координата вершины гиперболы (величина зазора между валом и концентратором), a — x -координата оси симметрии полуса, а 2β — угол между асимптотами гиперболы — угол заточки концентратора, как изображено на рис. 1. В этом случае силовые линии магнитного поля описываются функцией $\sigma = \operatorname{const}$, которая имеет вид:

$$\sigma = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(z/c+1)^2 + ((x-a)/c)^2} + \sqrt{(z/c-1)^2 + ((x-a)/c)^2} \right], \quad c = h/\cos \beta. \quad (10)$$

При этом модуль напряженности магнитного поля H в зазоре определяется выражением

$$H = H_a \frac{h \sin \beta}{\left[\left[(z^2 + (x-a)^2) \cos^2 \beta + h^2 \right]^2 - 4h^2 z^2 \cos^2 \beta \right]^{1/4}}, \quad (11)$$

где $H_a = H(x=a, z=h)$ — значение напряженности магнитного поля на вершине концентратора.

В дальнейшем в качестве основной сохраняющейся характеристики рассматриваемой магнитной системы примем величину магнитного потока Φ в магнитопроводе. Будем считать, что практически весь магнитный поток в зазоре сосредоточен между двумя крайними силовыми линиями магнитного поля σ_s , выходящими из тех точек концентратора, в которых его заостренная часть сопрягается с прямолинейной частью магнитопровода. Этот поток входит в поверхность вала на участке $2s$: $(a-s) \leq x \leq (a+s)$.

Учитывая симметрию задачи, а также тот факт, что на поверхности вала силовые линии направлены по нормали к ней, магнитный поток на поверхности вала определяется выражением

$$\Phi = 2 \int_a^{a+s} H_z(z=0) dx = 2 \int_a^{a+s} H(z=0) dx = 2H_a h (\operatorname{tg} \beta) \ln \left(\frac{(a+s) \cos \beta + \sqrt{(a+s)^2 \cos^2 \beta + h^2}}{h} \right). \quad (12)$$

Координата $a+s$ находится из уравнения для крайней силовой линии σ_s , которое на поверхности вала ($z=0$) имеет значение: $\sigma_s = \sqrt{1 + (a+s)^2 \cos^2 \beta / h^2}$, откуда $a+s = (h/\cos \beta) \sqrt{\sigma_s^2 - 1}$. С учетом этого выражение (12) для магнитного потока можно переписать в виде: $\Phi = 2H_a h (\operatorname{tg} \beta) \ln \left(\sqrt{\sigma_s^2 - 1} + \sigma_s \right)$.

Величина σ_s определяется по формуле (10) из значения этой силовой линии в точке выхода ее из поверхности концентратора: $\sigma_s = \sigma(x=a+\delta, z=z_\delta)$. x -Координата данной точки равна $a+\delta$, а z -координата находится из уравнения гиперболы: $z_\delta = z(x=a+\delta) = \sqrt{(\delta^2/\operatorname{tg}^2 \beta) + h^2}$.

С учетом сказанного выше значение напряженности магнитного поля на вершине полуса H_a определяется из (12) следующим образом:

$$H_a = (\Phi/\delta) \left[\gamma/2 \operatorname{tg} \beta \ln \left(\sqrt{\sigma_s^2 - 1} + \sigma_s \right) \right],$$

$$\sigma_s = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(\frac{\cos \beta}{h} \sqrt{\frac{\delta^2}{\operatorname{tg}^2 \beta} + h^2} + 1 \right)^2 + \frac{\delta^2 \cos^2 \beta}{h^2}} + \sqrt{\left(\frac{\cos \beta}{h} \sqrt{\frac{\delta^2}{\operatorname{tg}^2 \beta} + h^2} - 1 \right)^2 + \frac{\delta^2 \cos^2 \beta}{h^2}} \right].$$

Приведем выписанные выше соотношения к безразмерному виду, выбрав в качестве характерного значения модуля напряженности магнитного поля $H_0 = \Phi/\delta$. Тогда для безразмерных величин $H' = H/H_0$, $F'_x = F_x/(\mu_0 M_s H_0 W h)$, $\Delta p' = \Delta p/\mu_0 M_s H_0$, $\gamma = \delta/h$, $a' = a/h$, $L' = L/h$ набор соотношений для определения магнитной силы, удерживающей рассматриваемый объем магнитной жидкости в зазоре уплотнения, примет следующий вид:

$$F_x(t) = \Delta p = \int_0^1 \int_0^L C(x, z, t) \frac{\partial H}{\partial x} dx dz,$$

где

$$H = H_a \frac{\sin \beta}{\left[\left(z^2 + (x-a)^2 \right) \cos^2 \beta + 1 \right]^2 - 4z^2 \cos^2 \beta}^{1/4} \quad (13)$$

Здесь

$$H_a = \gamma / 2 \operatorname{tg} \beta \ln \left(\sqrt{\sigma_s^2 - 1} + \sigma_s \right),$$

$$\sigma_s = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(\cos \beta \sqrt{\frac{\gamma^2}{\operatorname{tg}^2 \beta} + 1} + 1 \right)^2 + \gamma^2 \cos^2 \beta} + \sqrt{\left(\cos \beta \sqrt{\frac{\gamma^2}{\operatorname{tg}^2 \beta} + 1} - 1 \right)^2 + \gamma^2 \cos^2 \beta} \right]$$

(штрихи у символов для краткости опущены).

Определим критическое значение перепада давления Δp_* , удерживаемого магнитожидкостным уплотнением, как максимально возможное при заданных размерах объема жидкости L . Оно соответствует такому положению объема жидкости, при котором одна из его вертикальных границ совпадает с осью симметрии полюса магнита, например ($a = L$). Наибольшее (предельное) значение этого перепада Δp_{lim} будет иметь место при стремлении длины объема жидкости к бесконечности, $\Delta p_{\text{lim}} = \Delta p_*(L \rightarrow \infty)$, т. е. когда вторая вертикальная граница капли ($x = 0$) практически выходит из зоны действия магнитного поля: $H(x = 0, z) = 0$.

Результаты расчетов. Системы уравнений (7), (13) решались в безразмерном виде численно для геометрии задачи, представленной на рис. 1, где магнитная жидкость занимает прямоугольную полость $0 < x < L$, $0 < z < 1$ и начальная концентрация частиц в ней постоянна по объему и равна единице.

Как видно из рис. 2, удерживаемый перепад давления в уплотнении монотонно возрастает со временем. Скорость этого возрастания с течением времени убывает, так что величина перепада выходит на некоторое стационарное значение, которое зависит, в частности, от величины магнитного поля в объеме жидкости, входящей в параметр U . С ростом данного параметра стационарное значение удерживаемого перепада давления увеличивается (например, при $U = 2$ более чем в два раза превышает начальное значение). Такое поведение удерживаемого перепада давления объясняется происходящим в магнитной жидкости перераспределением концентрации маг-

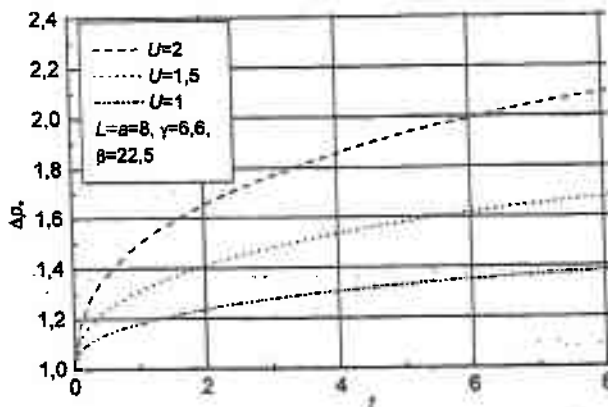


Рис. 2. Зависимость критического перепада давления от времени

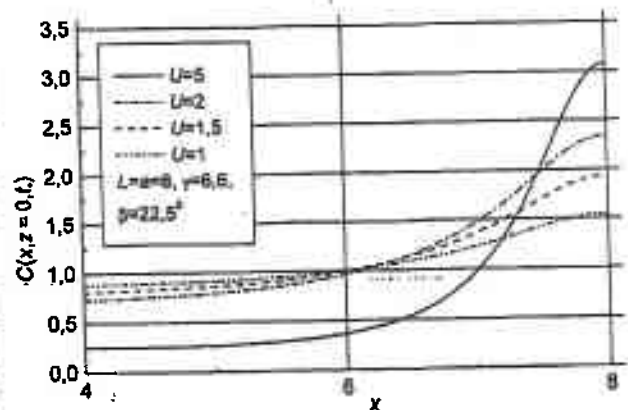


Рис. 3. Установившееся распределение относительной концентрации $C = C/\bar{C}$ магнитных частиц на нижней границе ($z = 0$) объема магнитной жидкости при разных значениях параметра U

нитных частиц под действием магнитного поля. Концентрация частиц увеличивается непосредственно под концентратором, где величина магнитного поля максимальна. Здесь же имеет место и наибольшее значение градиента напряженности магнитного поля, т. е. наибольшее значение объемной магнитной силы. Таким образом, увеличение концентрации частиц, а значит, намагниченности жидкости в области, находящейся в больших градиентах магнитного поля, приводит к существенному нелинейному возрастанию объемной магнитной силы. Увеличение концентрации частиц под концентратором сопровождается ее уменьшением в областях вдали от него, где напряженность магнитного поля и его градиенты значительно меньше. Здесь объемная магнитная сила невелика и ее уменьшение, связанное со снижением концентрации частиц, несущественно сказывается на результирующем значении силы (рис. 3).

Наиболее значительное увеличение концентрации частиц в магнитной жидкости имеет место в области, составляющей примерно треть всего объема жидкости, которая находится непосредственно под концентратором. Даже на нижней границе объема, наиболее удаленной от поверхности магнита, увеличение концентрации может достигать трехкратного значения при $U = 5$. При этом следует отметить, что на верхней границе объема жидкости, непосредственно примыкающей к полюсу магнита, значения концентрации в данной модели могут превышать величины, допускаемые условиями плотной упаковки частиц. В этих областях, близких по свойствам уже не к жидкости, а к твердому телу, модель броуновских частиц перестает быть справедливой. С течением времени границы данных областей могут расширяться. В связи с этим предлагаемая модель должна быть дополнена условиями фазового перехода и решаемая задача должна представлять собой задачу Стефана с подвижными границами.

Отметим, что предложенное выше рассмотрение и сделанные выводы могут быть применены не только к магнитоидкостным уплотнениям, но также и к другим магнитоидкостным устройствам, например, измерительным, в которых объем магнитной жидкости удерживается в канале локально неоднородным магнитным полем. Установленное выше возможное существенное влияние диффузионного перераспределения концентрации частиц на объемную магнитную силу должно быть предметом рассмотрения при разработке подобных устройств.

Результаты эксперимента. Исследования выполнены на действующей модели магнитоидкостного уплотнения цилиндрического вала диаметром 40 мм с величинами уплотняемого зазора 0,1, 0,2 и 0,3 мм. Использовалась магнитная жидкость на основе трансформаторного масла с намагниченностью насыщения $M_s = 40$ кА/м. Угол заточки полюса магнита β составлял 15, 22,5, 30, 37,5°, а полуширина линейной части магнитопровода δ равнялась 2 мм. Индукция магнитного поля в зазоре имела величину порядка 1 Т. При этом масштабный коэффициент k_p для удерживаемого перепада давления составляет $k_p = \mu_0 M_s H_0 = 0,4 \cdot 10^5$ Па. Измерялся предельный перепад давления Δp_{lim} . Как показали результаты эксперимента и расчета, в диапазоне углов заточки полюса β от 15 до 30° предельный перепад давления практически не зависит от величины этого угла (диапазон изменений Δp_{lim} не превышает 5%).

Результаты эксперимента для $\beta = 22,5^\circ$, $h = 0,3$ мм представлены на рис. 4, который демонстрирует монотонный рост предельного перепада давления со временем с выходом на насыщение, что находится в соответствии с развитыми выше теоретическими представлениями.

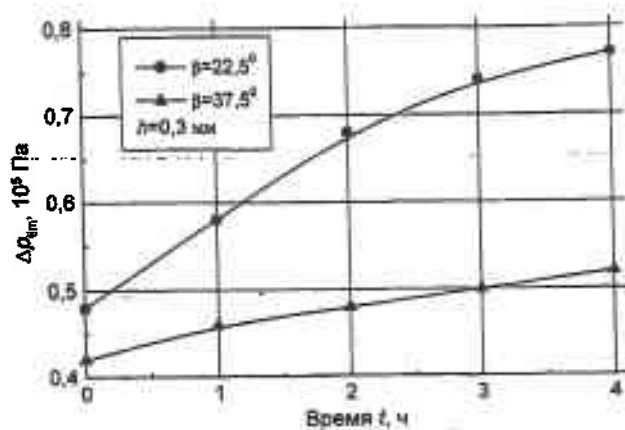


Рис. 4. Экспериментальные зависимости предельного перепада давления в магнитоидкостном уплотнении от времени

Отметим, что после приведения вала во вращение, которое вызывает перемешивание жидкости и выравнивание концентрации частиц по объему, значение удерживаемого перепада давления практически возвращается к исходному значению, соответствующему начальному моменту времени.

Литература

1. Magnetic Fluids and Applications Handbook./ B. Berkovski, V. Bashtovoi, eds. New York: Begell House Inc. Publishers, 1996.
2. Баштовой В. Г., Берковский Б. М., Висловитч А. Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. М., 1985.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М., 1986.
4. Полевиков В. К. // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1997. № 3. С. 170-175.

V. G. BASHTOVOI, V. K. POLEVIKOV, A. M. ALGADAL

THE EFFECT OF DIFFUSION PROCESSES ON THE STATICS OF MAGNETIC FLUIDS

Summary

Theory of the diffusion processes of magnetic particles in magnetic fluids under the influence of magnetic field is developed. The profound effect on the static characteristics of magnetic fluid seal is established.

Предложена методика испытаний механических конструкций, основанная на применении эффекта Доплера и быстрых преобразованиях Фурье в системе, использующей источники звуковых колебаний и беконтактные измерения перемещений объекта под действием вибрации.

Ил. 1. Библиогр. – 3 назв.

УДК 621.81

Шмелев А. В. Схематизация случайных процессов нагружения при максимальных напряжениях цикла, меньших предела выносливости // Вестн НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. 2006. № 3. С. 37–41.

Предлагается способ приведения асимметричных циклов нагружения к эквивалентным по повреждению симметричным, когда максимальное напряжение цикла меньше исходного предела выносливости. Данный способ основан на эквидистантном смещении диаграммы предельных амплитуд по мере снижения начального предела выносливости. Эквидистантное смещение следует из линейной зависимости предела выносливости от предела прочности материала.

Области применения: расчеты усталостной долговечности при случайном нагружении с использованием кинетических методов суммирования усталостных повреждений, удаление неповреждающих и малоповреждающих напряжений при формировании нагрузочных спектров для ускоренных испытаний.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр. – 6 назв.

УДК 537.84:621.03

Баштовой В. Г., Полевиков В. К., Альгада А. М. Влияние процессов диффузии на статику магнитных жидкостей // Вестн НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. 2006. № 3. С. 42–48.

Разработана теоретическая модель процессов диффузии магнитных частиц в магнитной жидкости под воздействием внешнего неоднородного магнитного поля. Определена основная система дифференциальных уравнений, граничных и начальных условий, описывающих эти процессы.

В двумерной плоской геометрии численно решена нестационарная задача статики объема магнитной жидкости, удерживаемого в канале локально неоднородным магнитным полем. Показано, что величина магнитной силы, действующей на этот объем, может в значительной мере определяться данными процессами. Установлены зависимости этой силы от времени и параметров магнитной системы.

Применительно к описанию магнитожидкостного уплотнения установлено возможное существенное влияние этих процессов на удерживаемый им перепад давления.

Ил. 4. Библиогр. – 4 назв.

УДК 621.793

Иванов Е. М., Ивашко В. С., Буйкус К. В., Клецко В. В. Анализ процессов теплообмена при газотермическом напылении. Нагрев микрочастиц // Вестн НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. 2006. № 3. С. 49–52.

Нагрев частиц в условиях газотермического напыления происходит при значительных температурных градиентах по радиусу частицы. Сравнение результатов расчета процесса нагрева частиц при представлении частицы в виде шара и термически тонкого тела показало, что при высокотемпературной обработке (плавление, испарение и химическая кинетика взаимодействия частицы с газом) необходимо рассматривать соответствующие задачи для шара, а не для модели термически тонкого тела.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр. – 4 назв.

УДК 621.316

Шут В. Н., Сырцов С. Р., Ильющенко Д. А., Гавриленко Е. Л. Теплофизические характеристики позисторных блоков размагничивания кинескопов // Вестн НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. 2006. № 3. С. 53–56.

Приведены результаты теоретических исследований по влиянию параметров позисторных элементов и условий их теплообмена на электрические и динамические характеристики позисторных блоков для схем размагничивания кинескопов. На основании расчетов разработаны и изготовлены позисторные блоки на базе полупроводникового титаниста бария, которые обеспечивают высокие токи размагничивания и малые величины остаточных токов.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр. – 7 назв.

УДК 621.565.83

Васильев Л. Л., Кулаков А. Г., Филатова О. С., Васильев Л. Л. мл. Миниатюрные и микротепловые трубы. Состояние вопроса // Вестн НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. 2006. № 3. С. 57–70.