

Звичайно, що цими користувачами можуть бути лише фахівці установ ПЗФ. Документацією, що стосується територій та об'єктів які не мають власної адміністрації, як то пам'ятки природи чи заповідні урочища не включені до жодного великого об'єкту, повинні так само опікуватись співробітники обласних та районних управлінь охорони природи.

Є два варіанти організації документації в майбутньому інтерактивному кадастрі. Перший використати громіздкі форми розроблені Державною службою заповідної справи. Незважаючи на всю їхню громіздкість, більшість позицій у цих формах є правильними і викинути їх ніяк не можна. Є припущення, що ці форми навіть не містять усіх необхідних класифікаторів, наприклад у них зовсім немає розділу, який би стосувався ландшафтів. Але те що здавалося громіздким у паперовому вигляді, можливо не є таким у електронному. Звичайно для майбутнього кадастру форми розроблені ДСЗС потрібно дорацьовувати. Лише після доопрацювання вони будуть дійсно придатними для автоматизованого інтерактивного кадастру.

Іншим варіантом організації документації у кадастрі є розробка нових форм. Хоча при цьому необхідно обов'язково використати інформацію додатків до Інструкції про зміст та складання документації державного кадастру територій та об'єктів ПЗФ.

Як зазначалося, найкращим вирішенням проблеми оперативного поновлення інформації буде мережа Інтернет. Звичайно поки що щільність Інтернету в Україні залишає бажати кращого, в деяких регіонах мережі немає взагалі. Але останнім часом досить популярним став доступ до Інтернету через мережі стільникового зв'язку із використанням компактних модемів. Тому подолати відсталість деяких регіонів у покритті мережею Інтернет можливість є.

Висновок. У статті висвітлено можливості використання інтерактивності для складання кадастру територій та об'єктів природно-заповідного фонду України. Інтерактивна система кадастру зможе забезпечити широкий доступ до кадастрової інформації через мережу Інтернет. Зараз такий доступ є проблемою.

Список літератури

1. **Максудова Л.Г., Абросимов В.В., Романов В.В.** Учебное пособие по курсу «Автоматизированная ГИС кадастра»: Автоматизированные информационные системы кадастра. (Часть I). - М.: Изд. МИИГАиК, 1996. – С. 44.
2. Державний кадастр територій та об'єктів природно-заповідного фонду станом на 01.01.06 р. Міністерство охорони навколишнього природного середовища України. Державна служба заповідної справи. Київ, 2006.

Рукопис подано до редакції 16.03.12

УДК 517.958:537.812

С.Т. ТОЛМАЧЕВ, д-р техн. наук, проф., С.Л. БОНДАРЕВСКИЙ, ст. преподаватель
ГВУЗ «Криворожский национальный университет»
И.П. КОНДРАТЕНКО, д-р техн. наук, Институт электродинамики НАН Украины

К ВОПРОСУ О МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССА ДВИЖЕНИЯ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Проанализировано различие основных параметров движения частицы сферической формы при использовании двух основных идеализированных магнитных характеристиках материала частиц – постоянства магнитной проницаемости или намагниченности вещества частиц. Выполнен сравнительный расчет времени движения магнитных частиц при различных способах учета магнитной силы, оказывающей определяющее влияние на движение частицы.

Постановка задачи. Основными факторами, определяющими траекторию движения магнитных частиц в неоднородном магнитном поле, являются:

геометрические параметры частиц и их концентрация;
магнитные свойства частиц;

распределение в пространстве результирующих сил, действующих на частицы.

Задача определения достоверных параметров процесса разделения произвольной смеси частиц в неоднородном магнитном поле при сложном законе изменения гидродинамических параметров движущего потока в настоящее время не имеет строгого решения. Более того, как показано ниже, даже при рассмотрении движения изолированной магнитной частицы сферической формы в неподвижной или ламинарно текущей жидкости возникают вопросы, не имеющие однозначного решения в технической литературе. Эта неопределенность препятствует раз-

работке эффективных алгоритмов и методов моделирования процессов разделения, интерес к которым в последнее время заметно активизировался в связи с ростом вычислительных возможностей компьютерной техники, новых технических направлений, например, наносепарации, нанотехнологий и др. [1-3]. Поэтому вопросы моделирования процессов движения магнитных частиц остаются актуальными. Некоторые теоретические аспекты этой проблемы являются предметом рассмотрения в данной статье.

Основные расчетные соотношения. На изолированную частицу, движущуюся в потоке жидкости, действует суммарная сила [4]

$$\mathbf{F}_\Sigma = \mathbf{F}_m + \mathbf{F}_d + \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_i + \mathbf{F}_v, \quad (1)$$

где \mathbf{F}_m - магнитная сила; \mathbf{F}_d - сила диффузии; \mathbf{F}_g - гравитационная сила; \mathbf{F}_i - сила инерции; \mathbf{F}_v - гидродинамическая сила. Следуя [5], силами диффузии \mathbf{F}_d и инерции \mathbf{F}_i можно пренебречь, поэтому $\mathbf{F}_\Sigma = \mathbf{F}_m + \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_v$.

Траектория движения частицы определяется из уравнения Ньютона

$$V\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_\Sigma = \mathbf{F}_m + \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_c, \quad \mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}. \quad (2)$$

Здесь $V = 4\pi a^3/3$ - объём частицы радиуса a , ρ - её плотность, \mathbf{v} - вектор скорости движения частицы, \mathbf{r} - радиус-вектор, определяющий положение частицы в момент времени t .

Учет сил \mathbf{F}_g и \mathbf{F}_c в выражении (2) не вызывает затруднений

$$\mathbf{F}_g = V(\rho - \rho_c)g = V\rho(1 - k_c)g, \quad (3)$$

где $k_c = \rho_c/\rho$ - коэффициент плотности несущей среды,

$$\mathbf{F}_c = 6\pi a\eta(\mathbf{u} - \mathbf{v}), \quad (4)$$

где η - динамический коэффициент вязкости среды, $\mathbf{u} \equiv \mathbf{u}(\mathbf{r})$ - заданное векторное поле скоростей жидкости.

Учет магнитной силы \mathbf{F}_m более сложен. На ее значение оказывает влияние как силовое поле сепаратора, так и физические свойства частицы. К сожалению, в научной литературе вопросы учета этих факторов не имеют однозначного толкования. В практике магнитной сепарации при расчете магнитной силы \mathbf{F}_m наиболее часто исходят из выражения [6,7]

$$\mathbf{F}_m = \mu_0(\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{H}_e, \quad (5)$$

где \mathbf{M} и \mathbf{H}_e - векторы магнитного момента частицы и напряженности невозмущенного поля в месте ее расположения. В предположении постоянства по объёму частицы V её намагниченности \mathbf{J} и магнитной восприимчивости κ $\mathbf{M} = \mathbf{J}V = \kappa\mathbf{H}_iV$ и, следовательно,

$$\mathbf{F}_m = \mu_0\kappa V(\mathbf{H}_i \cdot \nabla)\mathbf{H}_e = \mu_0\kappa V H_i \text{grad} H_e. \quad (6)$$

Учитывая, что напряженность внутреннего поля сферической частицы $H_i = H_e \frac{3}{\kappa + 3} = H_e \frac{3}{\mu + 2}$, магнитную силу (6) можно записать в эквивалентной форме

$$\mathbf{F}_m = \frac{3\kappa}{\kappa + 3} \mu_0 V H_e \text{grad} H_e = k_f \kappa \mu_0 V H_e \text{grad} H_e = \frac{k_f \kappa}{2} \mu_0 V \text{grad}(H_e)^2 = \frac{\kappa}{2k_f} \mu_0 V \text{grad}(H_i)^2, \quad (7)$$

где $k_f = \frac{3}{\kappa + 3} = \frac{3}{\mu + 2}$, μ - относительная магнитная проницаемость материала частицы.

Достоинством выражения (7) является возможность разделения в явном виде силового поля сепаратора и свойств сепарируемого материала.

Следует отметить, что отсутствие во многих работах по магнитной сепарации коэффициен-

та k_f становиться теоретически оправданным только при малых значениях магнитной восприимчивости κ . Так, уже при $\kappa=1$ $k_f = 0,75$, а при $\kappa=10$ $k_f = 0,23$. В общем случае $0 \leq k_f \leq 1$.

Для магнитных частиц малых размеров (например, наночастиц) часто принимается предположение о постоянстве вектора намагниченности \mathbf{J} при любом значении напряженности магнитного поля. В этом случае выражение (5) принимает вид

$$\mathbf{F}_m = \mu_0 (\mathbf{M} \cdot \nabla) \mathbf{H}_e = \mu_0 V \mathbf{J} \text{grad} H_e. \quad (8)$$

Результаты расчетов. Для количественной оценки принципиального различия выражений (7) и (8) при моделировании силового воздействия неоднородного магнитного поля рассмотрим поведение сферической частицы радиуса a во внешнем однородном поле с магнитной индукцией B_e , возмущенном круговым цилиндром радиуса R с относительной магнитной проницаемостью среды $\mu_R = 100$. В табл. 1 и 2 приведено расчетное время движения частицы, удаленной от оси цилиндра на расстояние $2R$. Результаты получены путем интегрирования дифференциального уравнения (2) (верхние значения в ячейках таблиц) при начальных условиях $r(0)=2R$, $v(0)=0$ и числовых параметрах: $g=9,81$ м/с²; $\eta=0,0012$ Па·с; $\rho=4500$ кг/м³; $\rho_c=1050$ кг/м³ (вода); $k_c=\rho_c/\rho=0,233$. В таблицах приведены также значения времени движения частицы при отсутствии учета коэффициента k_f в формуле (7), что эквивалентно достаточно грубому, но часто встречающемуся допущению $\mathbf{H}_i=\mathbf{H}_e$ (нижние значения в ячейках таблиц).

Следует отметить, что извлечение частиц с указанной точки возможно не при любом значении скорости движения среды \mathbf{u} . Для исключения влияния скорости несущей среды примем $\mathbf{u}=0$ (свободное движение частицы); в этом случае извлечение частиц возможно во всех рассмотренных ниже вариантах.

Из формулы для магнитной силы (7) нетрудно установить принцип эквивалентности силового воздействия на частицу произвольного радиуса a , находящейся в поле одиночного цилиндра с радиусом R . Поскольку при указанных условиях градиент поля $\text{grad} H_e$ пропорционален магнитной индукции B_e и некоторой геометрической характеристике неоднородности поля, которая при фиксированных значениях радиусов a и R остается одинаковой для произвольных значений магнитных параметров κ и B_e , справедливо тождество $\xi_1 B_{e1}^2 = \xi_2 B_{e2}^2$, где $\xi = k_f \kappa = 3\kappa / (3 + \kappa)$. Другими словами, можно утверждать что при фиксированных значениях радиусов a и R время движения частицы, например, при $B_{e1}=0,5$ Тл, $\kappa_1=10$ будет таким же, как при $B_{e2}=1$ Тл, $\kappa_2=0,714$ (при этом $\xi_1 = 4\xi_2$). Если же пренебречь коэффициентом k_f , то эквивалентными для времени движения являются $B_{e1}=0,5$ Тл, $\kappa_1=10$ и $B_{e2}=1$ Тл, $\kappa_2=2,5$ (эти значения подтверждены непосредственными расчетами – см. соответствующие данные в табл. 1).

В предположении постоянства намагниченности частицы $\mathbf{J}=\text{const}$ (формула (8)) при тех же условиях легко получить соотношение эквивалентности $J_1 B_{e1} = J_2 B_{e2}$ (ср., например, варианты $B_{e1}=0,5$ Тл, $J_1=4,0 \cdot 10^5$ А/м и $B_{e2}=1$ Тл, $J_2=2,0 \cdot 10^5$ А/м в табл. 2).

Таблица 1

Время движения частиц (с) в поле одиночного цилиндра в предположении постоянства магнитной восприимчивости частицы κ

Радиус цилиндра R , мм	Радиус частицы a , мм	Магнитная индукция внешнего поля B_e , Тл					
		0,5			1,0		
		$\kappa=0,5$	$\kappa=2,5$	$\kappa=10$	$\kappa=0,5$	$\kappa=2,5$	$\kappa=10$
0,2	10^{-5}	34,89	10,97	6,464	8,702	2,742	1,621
		29,94	5,968	1,4955	7,46	1,4955	0,375
	10^{-3}	$35,11 \cdot 10^{-4}$	$11,05 \cdot 10^{-4}$	$6,544 \cdot 10^{-4}$	$8,799 \cdot 10^{-4}$	$2,785 \cdot 10^{-4}$	$1,657 \cdot 10^{-4}$
		$30 \cdot 10^{-4}$	$6,04 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$7,546 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$0,402 \cdot 10^{-4}$
	10^{-1}	$9,955 \cdot 10^{-5}$	$5,577 \cdot 10^{-5}$	$4,286 \cdot 10^{-5}$	$4,973 \cdot 10^{-5}$	$2,787 \cdot 10^{-5}$	$2,412 \cdot 10^{-5}$
		$9,215 \cdot 10^{-5}$	$4,117 \cdot 10^{-5}$	$2,058 \cdot 10^{-5}$	$4,604 \cdot 10^{-5}$	$2,058 \cdot 10^{-5}$	$1,029 \cdot 10^{-5}$
1,0	10^{-5}	875,2	274,9	162,4	218,68	68,718	40,597
		750	149,9	37,47	187,417	37,47	9,38
	10^{-3}	$8,777 \cdot 10^{-2}$	$2,756 \cdot 10^{-2}$	$1,628 \cdot 10^{-2}$	$2,192 \cdot 10^{-2}$	$0,689 \cdot 10^{-2}$	$0,407 \cdot 10^{-2}$
		$7,51 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$0,376 \cdot 10^{-2}$	$1,88 \cdot 10^{-2}$	$0,376 \cdot 10^{-2}$	$0,0942 \cdot 10^{-2}$
	10^{-1}	$5,01 \cdot 10^{-4}$	$2,799 \cdot 10^{-4}$	$2,149 \cdot 10^{-4}$	$2,495 \cdot 10^{-4}$	$1,396 \cdot 10^{-4}$	$1,071 \cdot 10^{-4}$
		$4,63 \cdot 10^{-4}$	$2,059 \cdot 10^{-4}$	$1,029 \cdot 10^{-4}$	$2,309 \cdot 10^{-4}$	$1,029 \cdot 10^{-4}$	$0,515 \cdot 10^{-4}$

5,0	10^{-5}	21947,91	6879	4063	5470,79	1717,94	1015,23
		18801,67	3750,48	937,09	4688,66	937,09	234,231
	10^{-3}	2,2	0,6895	0,4074	0,548	0,1722	0,1018
		1,8843	0,3759	0,094	0,4699	0,094	0,02348
	10^{-1}	$2,59 \cdot 10^{-3}$	$1,424 \cdot 10^{-3}$	$1,089 \cdot 10^{-3}$	$1,267 \cdot 10^{-3}$	$0,704 \cdot 10^{-3}$	$0,54 \cdot 10^{-3}$
		$2,39 \cdot 10^{-3}$	$1,0510^{-3}$	$0,5186 \cdot 10^{-3}$	$1,17 \cdot 10^{-3}$	$0,5186 \cdot 10^{-3}$	$0,2583 \cdot 10^{-3}$

Таблиця 2

Время движения частиц (с) в поле одиночного цилиндра в предположении постоянства намагниченности частицы J

Радиус цилиндра R , мм	Радиус частицы a , мм	Магнитная индукция внешнего поля B_e , Тл					
		0,5			1,0		
		J , А/м					
		$2,0 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^5$	$4,0 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^5$	$4,0 \cdot 10^5$
0,2	10^{-5}	40,93	27,34	20,5	20,5	13,67	10,23
	10^{-3}	$4,121 \cdot 10^{-3}$	$2,748 \cdot 10^{-3}$	$2,061 \cdot 10^{-3}$	$2,061 \cdot 10^{-3}$	$1,375 \cdot 10^{-3}$	$1,032 \cdot 10^{-3}$
	10^{-1}	$10,5 \cdot 10^{-5}$	$8,574 \cdot 10^{-5}$	$7,423 \cdot 10^{-5}$	$7,423 \cdot 10^{-5}$	$6,06 \cdot 10^{-5}$	$5,247 \cdot 10^{-5}$
1	10^{-5}	1028	685,4	514	514	342,6	256,9
	10^{-3}	$10,3 \cdot 10^{-2}$	$6,866 \cdot 10^{-2}$	$5,149 \cdot 10^{-2}$	$5,149 \cdot 10^{-2}$	$3,433 \cdot 10^{-2}$	$2,574 \cdot 10^{-2}$
	10^{-1}	$5,289 \cdot 10^{-4}$	$4,311 \cdot 10^{-4}$	$3,73 \cdot 10^{-4}$	$3,73 \cdot 10^{-4}$	$3,042 \cdot 10^{-4}$	$2,633 \cdot 10^{-4}$
5	10^{-5}	25932,28	17250,67	12925,51	12925,51	8603,47	6442,01
	10^{-3}	2,584	1,72	1,289	1,289	0,859	0,644
	10^{-1}	$2,743 \cdot 10^{-3}$	$2,22 \cdot 10^{-3}$	$1,91 \cdot 10^{-3}$	$1,91 \cdot 10^{-3}$	$1,55 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$

Для иллюстрации на рис. 1-4 приведены параметры движения частиц при двух различных моделях учета магнитных свойств. Обращает на себя внимание при качественном совпадении характера движения существенное (на 4-5 порядков) различие в числовых значениях скорости и времени движения частиц. Что же касается пренебрежения отличием внутренней H_i и внешней H_e напряженностей полей, то как видно из данных табл. 1, время движения частиц отличается на 15-20 % при малых значениях магнитной восприимчивости κ и существенно возрастает (до 500%) при высоких значениях магнитной восприимчивости κ .

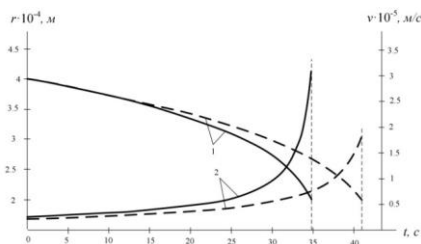


Рис. 1 Изменение положения частицы (1) и скорости ее движения (2) для $B_e=0,5$ Тл, $a=10^{-5}$ мм, $R=0,2$ мм, $\kappa=0,5$ (сплошная линия) и $J=2 \cdot 10^5$ А/м (пунктирная линия)

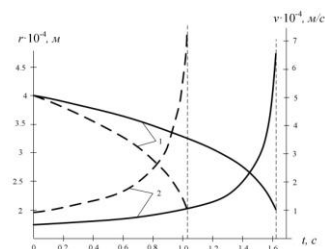


Рис. 2 Изменение положения частицы (1) и скорости ее движения (2) для $B_e=1$ Тл, $a=10^{-5}$ мм, $R=0,2$ мм, $\kappa=10$ (сплошная линия) и $J=40 \cdot 10^5$ А/м (пунктирная линия)

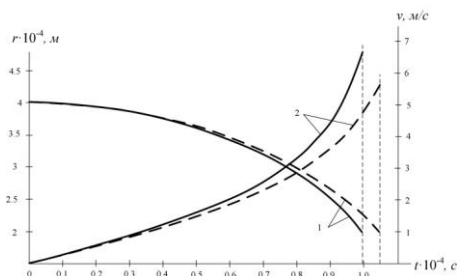


Рис. 3 Изменение положения частицы (1) и скорости ее движения (2) для $B_e=0,5$ Тл, $a=10^{-1}$ мм, $R=0,2$ мм, $\kappa=0,5$ (сплошная линия) и $J=2 \cdot 10^5$ А/м (пунктирная линия)

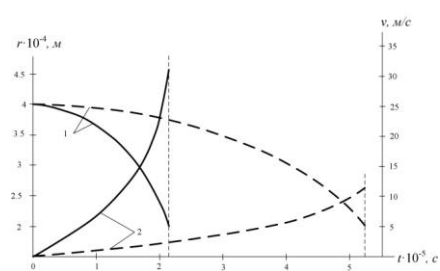


Рис. 4 Изменение положения частицы (1) и скорости ее движения (2) для $B_e=1$ Тл, $a=10^{-1}$ мм, $R=0,2$ мм, $\kappa=10$ (сплошная линия) и $J=4 \cdot 10^5$ А/м (пунктирная линия)

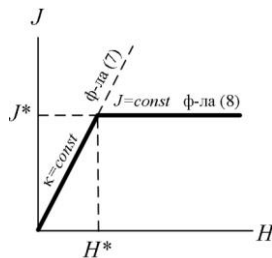


Рис. 5 Апроксимація реальної характеристики намагнічування матеріала частини

Проведений аналіз не дає достаточних основань для отримання узагальнюючих висновків, оскільки він виконаний при максимально спрощених припущеннях щодо характеру магнітного поля і при заданій траєкторії руху частини. Основний акцент зроблено на ілюстрації важливості достовірного урахування магнітних властивостей сепаруваного матеріалу. Розглянуті вище варіанти відображають дві найбільш часто використовувані ідеалізовані моделі магнітної характеристики матеріалу частини - $k=\text{const}$ або $J=\text{const}$. В дійсності, як видно з рис. 5, магнітні властивості однієї і тієї ж частини в магнітних полях різної інтенсивності можуть бути враховані як першою, так і другою моделлю. Зазначений факт підтверджує обмеженість обох моделей. Додаткові можливості підвищення точності моделювання процесів руху магнітних частин в неоднорідному магнітному полі можуть бути отримані при урахуванні комбінованої моделі магнітного стану, більш точно відображуючої реальні магнітні властивості магнетиків (ломана на рис. 5): при $0 \leq H_e \leq H^*$ $k=\text{const}$, а при $H_e \geq H^*$ $J=\text{const}$.

Особливості застосування комбінованої моделі урахування магнітних властивостей частини будуть предметом окремого розгляду.

Висновки. 1. Проведені розрахунки часу руху частин в неоднорідному магнітному полі показують, що ігнорування різниці внутрішньої і зовнішньої напруженостей поля призводить до незначительної похибки тільки при малих значеннях магнітної чутливості.

2. Підвищення точності моделювання процесів руху магнітних частин в неоднорідному магнітному полі може бути забезпечено при урахуванні комбінованої моделі магнітного стану матеріалу, коли в слабких полях приймається допущення про постійність магнітної проникності, а в сильних – намагніченості частини.

Список літератури

1. Аналіз силового впливу високоградієнтного магнітного поля на магнітні наночастини в потоці рідини / А.В. Кириленко, В.Ф. Чехун, А.Д. Подольцев, І.П. Кондратенко [і др.] // Доповіді національної академії наук України. – Київ. – 2010. – Вип. 9. – С. 162-172.
2. Кондратенко І. П. Исследование магнитогидродинамического сепаратора / А. В. Некрасов, Е.Е. Волканин // Научно-производственный журнал «Электромеханика и энергосберегающие системы» - Кременчук. – 2011. – Выпуск 3/2011 (15). – С. 107-109.
3. Кондратенко І. П. Использование метода конечных элементов при проектировании магнитного сепаратора наночастиц / А. В. Некрасов, Е.Е. Волканин // Вестник Национального технического университета «ХПИ». – 2010. – № 28. – С. 491– 493.
4. Андрусенко О.М. Баланс сил при магнітній сепарації наночастинок / А. В. Некрасов, Є.Є. Волканін // Вісник КДПУ імені Михайла Остроградського. – 2009. – Випуск 4/2009 (57). Частина 1. С. 55-58.
5. Svoboda J. Magnetic Techniques for the Treatment of Materials. 2004 Kluwer Academic Publishers.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М.: Гостехиздат, 1957. - 532 с.
7. Джексон Дж. Классическая электродинамика / Джексон Дж. – М.: Физматлит, 1965.-700с.
8. Толмачев С.Т. Некоторые вопросы полиградиентной магнитной сепарации / С.Л. Бондаревский // Научно-производственный журнал «Электромеханика и энергосберегающие системы». Вип. 1/2012(17). – Кременчук. 2012. С. 31-36.

Рукопис подано до редакції 16.03.12

УДК 621.867.4

Ю.П. КАЛІНІЧЕНКО, канд. техн. наук, доц., А.А. ХІНОЦЬКА, ст. викладач,
В.П. ЯРЕМЕНКО, асистент, ДВНЗ «Криворізький національний університет»

ГВИНТОВИЙ НАТИСКНИЙ МЕХАНІЗМ РОБОЧИХ КЛІТЕЙ ПІДВИЩЕНОЇ ЯКОСТІ В РОБОТІ

Розроблено ефективну конструкцію гвинтового натискного механізму здатного зменшувати зусилля на обертання гвинта при корекції відстані між валками, а також знизити вібрацію в натискному механізмі та в валках кліти.

Проблема та її зв'язок з науковими та практичними завданнями. Розглядається нова