

МОДЕЛЬ ПОДЪЕМА ПОРШНЯ В ДОЗАТОРЕ НА ОСНОВЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ВЕЛИЧИНЫ

© 2024 г. Д. А. Пелевина^{a,*}, Д. И. Меркулов^a, И. И. Меркулова^a,
В. А. Турков^a, В. А. Налетова^a

^aМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: pelevina.daria@gmail.com

Поступила в редакцию 01.08.2024 г.

После доработки 20.09.2024 г.

Принята к публикации 11.10.2024 г.

Предложена теоретическая модель насоса-дозатора на основе магнитной жидкости, содержащей тело из намагничивающегося материала, который управляет приложенным переменным однородным магнитным полем. Модель учитывает нелинейную зависимость намагченности магнитной жидкости от магнитного поля, что позволяет рассмотреть случай любых (в том числе и больших) полей. В рамках данной модели проведены расчеты подъема поршня, разделяющего магнитную и перекачиваемую жидкости, в различных однородных магнитных полях. Проведено сравнение расчетов на основе предложенной модели с проведенным ранее и новыми экспериментами. Получено хорошее совпадение теории и эксперимента.

Ключевые слова: магнитная жидкость, насос-дозатор, однородное магнитное поле

DOI: 10.31857/S1024708424060106, **EDN:** FDQXGL

Магнитная жидкость — это коллоидный раствор ферромагнитных частиц нано-размеров в несущей жидкости, стабилизированный поверхностью активным веществом. Основы физики и гидродинамики магнитной жидкости изложены в [1–3].

Основным свойством магнитной жидкости является то, что она течет в область большого магнитного поля. Однако течением и физическими характеристиками магнитной жидкости можно управлять также при помощи внешних однородных магнитных полей. Ряд работ посвящены исследованию этого явления. Например, в [3] показано, что однородное магнитное поле может изменить эффективную вязкость магнитной жидкости. В [4] теоретически показано, что однородным магнитным полем можно повлиять на устойчивость течения Куэтта в магнитной жидкости. Облако магнитной жидкости во вращающемся однородном магнитном поле может быть использовано для создания циркуляционных течений в каналах [5].

Известно множество прототипов насосов и дозирующих устройств на основе магнитной жидкости, управляемых неоднородными переменными магнитными полями. Например, предложены следующие полезные модели такого типа устройств [6–11]. Насосы, в которых капли магнитной жидкости, управляемые магнитным полем постоянных магнитов и электромагнитов, используются как клапаны и поршни, описаны в [6–8]. При помощи объема магнитной жидкости можно повысить надежность и производительность электромагнитных мембранных насосов [9]. Смеситель-дозатор с магнитожидкостными управляющими элементами для автоматического смешивания компонентов в требуемых пропорциях предложен в [10]. В [11] предложен дозатор для малых объемов газов с перегородкой из магнитной жидкости, формирующейся в поле катушки с током.

В отличие от [6–11], в [12] предложен прототип насоса-дозатора, управляемый однородным магнитным полем. Использование однородного управляющего магнитного поля позволяет создать

насосы-дозаторы малых размеров для перекачивания небольших объемов жидкости, когда использование обычных больших дозаторов невозможно. В [12] описан прототип, в котором поршень разделяет перекачиваемую жидкость и магнитную жидкость, содержащую тело из намагничивающегося материала, в цилиндрическом сосуде. В статье [12] предложена математическая модель движения поршня, которая не учитывает зависимость магнитной проницаемости магнитной жидкости от магнитного поля. Эта модель применима при достаточно малых магнитных полях.

Известно, что намагченность магнитной жидкости, а также ее магнитная восприимчивость существенно зависят от магнитного поля. Магнитные свойства магнитных жидкостей подробно рассмотрены, например в [2, 3]. Магнитная восприимчивость убывает при увеличении поля, а намагченность выходит на насыщение. Учет этого эффекта может значительно улучшить совпадение теоретических и экспериментальных результатов, как это показано, например, в [13].

В связи с этим в данной статье предлагается математическая модель насоса-дозатора, учитывающая нелинейную зависимость намагченности магнитной жидкости от величины магнитного поля. На основе этой модели численно исследовано движение поршня, разделяющего магнитную и немагнитную жидкости при включении приложенного однородного магнитного поля. Вычислена зависимость высоты подъема поршня от времени при различных магнитных полях. Проведены сравнения рассчитанных и экспериментально измеренных зависимостей положения поршня от времени при разных магнитных полях. Таким образом, в данной работе исследуется возможность перекачивания и дозирования жидкостей с помощью исследуемого прототипа, а также адекватность предложенной математической модели. Исследуемый прототип имеет ряд преимуществ: он управляемый дистанционно при помощи внешнего магнитного поля; такое управление позволяет менять скорость дозирования и дозировать жидкости с высокой точностью, особенно когда размеры дозатора достаточно малы.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Магнитная жидкость находится в закрытом сверху цилиндрическом сосуде f радиуса $R_v = 0.615$ см, полностью покрывает сферическое тело из намагничивающегося материала с магнитной проницаемостью $\mu_b = 100$, радиусом $R_b = 0.6$ см, закрепленное в центре на дне сосуда, а также полностью смачивает поршень (массой $m_p = 0.25$ г, площадью S_p , радиусом $R_p = R_v$, толщиной $d_p = 0.3$ см), разделяющий магнитную и немагнитную жидкости, см. рис. 1.

Подробное описание прототипа насоса-дозатора, параметры и методика проведения эксперимента изложены в [12]. Введем вертикальную ось z , которая совпадает с осью цилиндрического сосуда f . В центре сферического тела $z = 0$. Далее индексы p, b, s, f обозначают параметры поршня, сферического тела, перекачиваемой жидкости, магнитной жидкости, соответственно.

Цилиндрический сосуд f помещается в однородное вертикальное магнитное поле катушек Гельмгольца. Кювета ff , заполненная магнитной жидкостью и соединенная с f каналом (2), находится вне действия магнитного поля катушек. При включении магнитного поля уровень магнитной жидкости

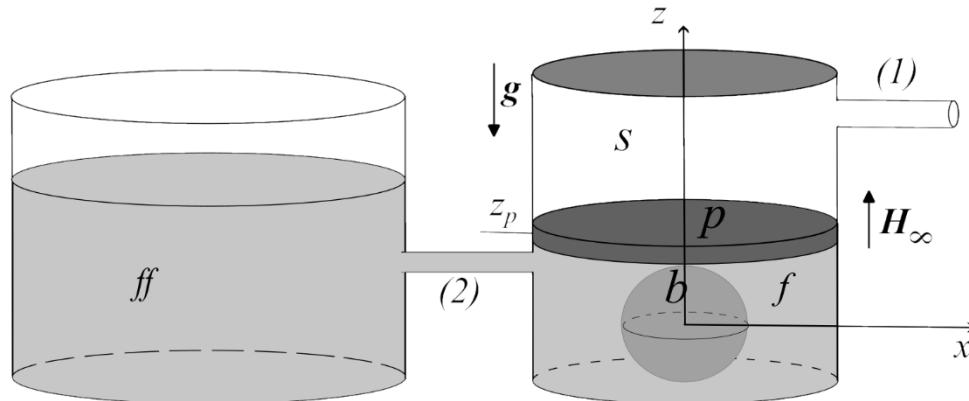


Рис. 1. Схема прототипа насоса-дозатора [12].

в сосуде f над сферическим телом увеличивается из-за притока магнитной жидкости из кюветы ff , поршень поднимается, немагнитная жидкость вытекает по каналу (I).

Измерение магнитных свойств магнитной жидкости

В эксперименте была использована магнитная жидкость плотностью $\rho_f = 1.1 \text{ г}/\text{см}^3$ на основе воды с магнетитовыми нано-частицами. Объемная концентрация ферромагнитных частиц 2 %. В качестве перекачиваемой немагнитной жидкости использовано вазелиновое масло плотностью $\rho_s = 0.87 \text{ г}/\text{см}^3$. Магнитные свойства магнитной жидкости, в частности намагниченность, нелинейно зависят от магнитного поля. Намагниченность была измерена экспериментально с использованием метода, изложенного в [13]. В данном методе магнитные свойства вычисляются по измерениям того, как цилиндрический сосуд с магнитной жидкостью искажает известное однородное приложенное магнитное поле. На рис. 2 точками приведена экспериментальная зависимость намагниченности магнитной жидкости от магнитного поля, вертикальным отрезком обозначен экспериментальный разброс.

Экспериментально полученные точки могут быть аппроксимированы функцией Ланжевена, представленной на рис. 2 линией; при намагниченности насыщения $M_{fs} = 5 \text{ Гс}$ и начальной магнитной восприимчивости $\chi_{f0} = 0.03$

$$M_f = M_{fs}L(\xi), \quad L(\xi) = \coth(\xi) - \frac{1}{\xi}, \quad \xi = \xi' H, \quad \xi' = \frac{3\chi_{f0}}{M_{fs}}. \quad (1.1)$$

Такая аппроксимация экспериментальных данных используется при теоретическом описании и численных расчетах подъема поршня.

Постоянное магнитное поле

При включении постоянного однородного магнитного поля магнитная жидкость поступает в кювету f , поршень начинает подниматься. Рассмотрены различные величины приложенного магнитного поля в диапазоне $H_\infty = 100\text{--}200 \text{ Э}$. Процесс подъема поршня фиксируется камерой. В начальный

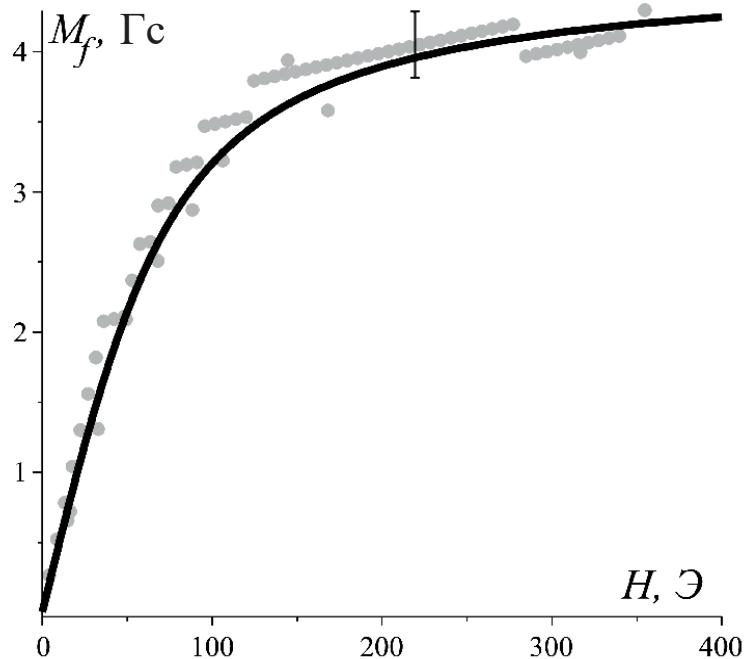


Рис. 2. Зависимость намагниченности магнитной жидкости M_f , используемой в эксперименте, от магнитного поля H : точки – экспериментальные данные, линия – аппроксимация эксперимента функцией Ланжевена (1.1).

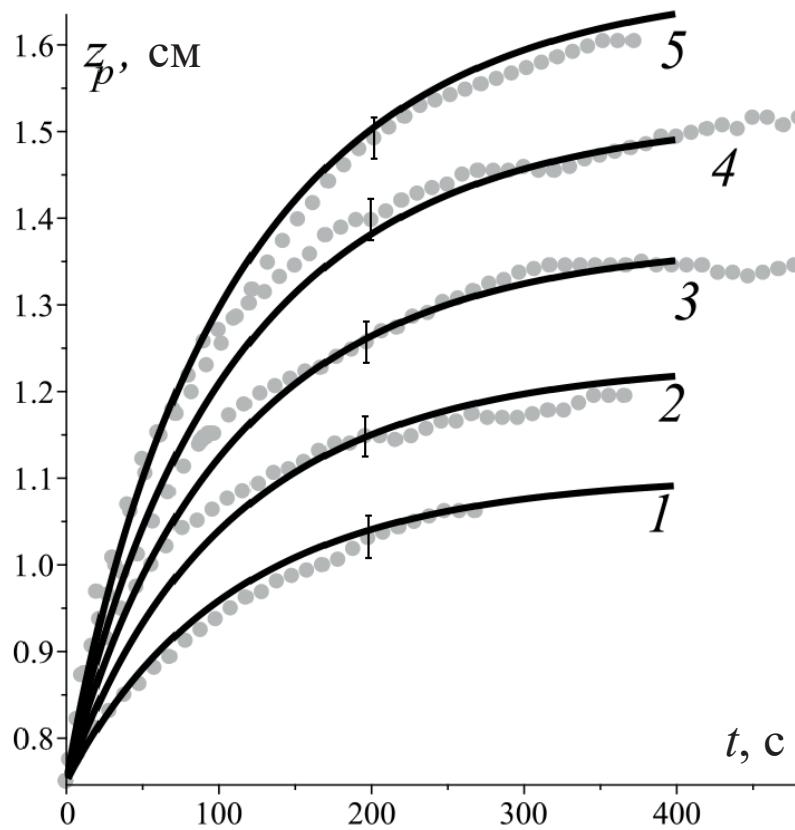


Рис. 3. Зависимость координаты поршня z_p от времени t в эксперименте (точки) и теории (линии) при включении различных постоянных магнитных полей H_∞ : 1–5 – $H_\infty = 100, 125, 150, 175, 200$ Э.

момент времени $t = 0$ скорость поршня равна нулю $v_p = 0$ и приобретает свое максимальное значение за время менее $t < 0.1$ с. Далее скорость поршня v_p уменьшается со временем. С использованием алгоритмов компьютерного зрения были построены графики зависимости положения поршня z_p от времени t , которые изображены на рис. 3 точками (1 – 100 Э, 2 – 125 Э, 3 – 150 Э, 4 – 175 Э, 5 – 200 Э). Погрешность измерения положения поршня не превышает ± 0.25 мм. Получено, что скорость движения поршня и высота, на которую поднимется поршень, возрастают при увеличении приложенного магнитного поля. С ростом поля возрастает и объем дозируемой немагнитной жидкости (объем магнитной жидкости при достижении поршнем равновесного положения).

Ступенчатое магнитное поле

В этой серии экспериментов использовалось переменное ступенчатое магнитное поле: постоянное магнитное поле удерживается в течение $\Delta t = 30$ с, затем увеличивается на $\Delta H_\infty = 12.4$ Э. Магнитное поле увеличивалось до значения $H_c = 198.4$ Э, при котором поршень достигает уровня сливного отверстия. В результате обработки экспериментального видео с использованием алгоритмов компьютерного зрения, построена экспериментальная зависимость вертикальной координаты поршня z_p от времени t , эта зависимость обозначена точками на рис. 4. За счет постепенного включения магнитного поля получен более плавный подъем поршня в начале движения. На рис. 4 вертикальными линиями отмечены моменты времени, в которые $H_\infty = 100$ Э и $H_\infty = 198.4$ Э, соответственно.

Таким образом, экспериментально показана возможность использования магнитной жидкости, содержащей тело из намагничивающегося материала, для перекачивания и дозирования немагнитной жидкости, а также возможность управления работой прототипа с помощью однородного вертикального магнитного поля.

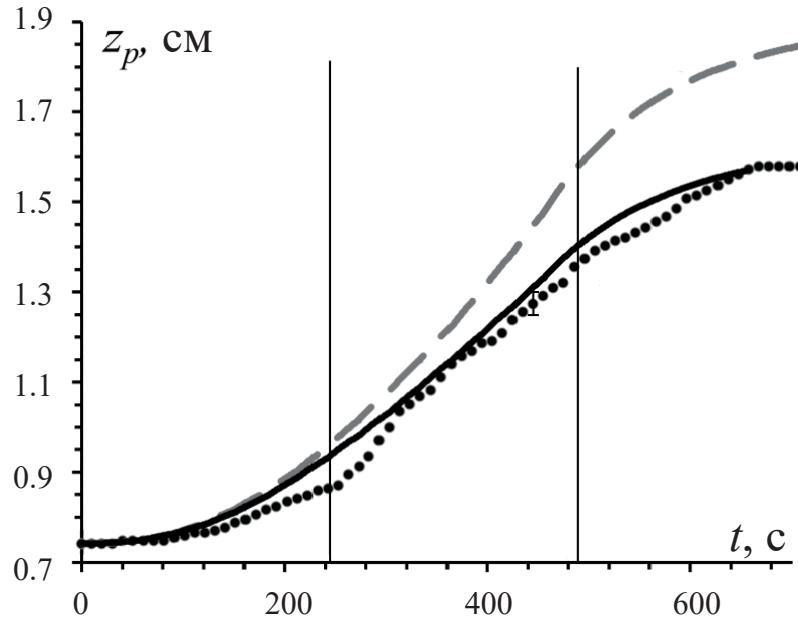


Рис. 4. Зависимость координаты поршня z_p от времени t в ступенчатом переменном магнитном поле $H_\infty(t)$: точки – эксперимент; линия – расчет при нелинейной зависимости $M_f(H)$ (1.1); пунктирная линия – расчет при $M_f = \chi_{f0}H$. Вертикальные линии обозначают моменты времени, в которые приложенное магнитное поле равно 100 и 198.4 Г соответственно.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ПОРШНЯ

Рассмотрим задачу о движении поршня, разделяющего магнитную и немагнитную жидкости, в приложенном однородном вертикальном магнитном поле H_∞ . В начальный момент времени включается однородное вертикальное магнитное поле напряженностью H_∞ . При включенном поле поршень из-за магнитных сил начинает двигаться вверх, тем самым выталкивая немагнитную жидкость в сливной канал (1). Положение поршня в любой момент времени определяет координата его контакта с магнитной жидкостью – z_p .

В отличие от [12] в данной статье считаем, что намагниченность магнитной жидкости нелинейно зависит от напряженности магнитного поля $M_f = M_f(H)$, $\chi_f(H) = M_f/H$ ($\mu_f = 1 + 4\pi\chi_f$).

Остальные предположения совпадают с предположениями в работе [12]. Окружающая среда и материал поршня не намагничиваются $M_s = 0$, $\chi_s = 0$, $M_p = 0$, $\chi_p = 0$. Намагниченность тела линейно зависит от напряженности магнитного поля $M_b = \chi_b H$, $\chi_b = \text{const}$ ($\mu_b = 1 + 4\pi\chi_b$). Задача решается с учетом силы тяжести, в безиндукционном приближении $4\pi M_f/H \ll 1$. В тонких каналах 1, 2 (см. рис. 1) формируется течение Пуазейля. Жидкости считаются несжимаемыми, поэтому расход в сосудах f , ff и тонких каналах 1, 2 одинаковый.

Закон движения поршня имеет вид (d_p – толщина поршня)

$$m_p \ddot{z}_p = -m_p g + \int_{S_p} (p_{zz}^s(z = z_p + d_p) - p_{zz}^f(z = z_p)) dS. \quad (2.1)$$

Тензор напряжений в жидкостях имеет вид

$$p_{ij} = -pg_{ij} + \tau_{ij}, \quad \tau_{ij} = \frac{H_i B_j}{4\pi} - \frac{H^2}{8\pi} g_{ij}. \quad (2.2)$$

Здесь $g_{ij} = (e_i \cdot e_j)$ – компоненты метрического тензора. С учетом (2.2) для скачка напряжений в (2.1) получим (p_i , $i = s, f$ – давления в жидкостях)

$$p_{zz}^s(z = z_p + d_p) - p_{zz}^f(z = z_p) = p_f(z = z_p) - p_s(z = z_p + d_p) + \Delta\tau_{zz}, \quad (2.3)$$

$$\Delta\tau_{zz} = \tau_{zz}^s(z = z_p + d_p) - \tau_{zz}^f(z = z_p) = \tau_{zz}^s(z_p + d_p) - \tau_{zz}^p(z_p) + [\tau_{zz}]_f^p(z = z_p). \quad (2.4)$$

Так как материал поршня немагнитный $M_p = 0$, то, используя теорему Остроградского-Гаусса $(\nabla^j \tau_{ij} e^i = M_p \nabla H = 0)$, с учетом осевой симметрии сосуда f получим

$$\int_{S_p} (\tau_{zz}^s(z = z_p + d_p) - \tau_{zz}^p(z = z_p)) dS = 0. \quad (2.5)$$

На поверхности раздела магнитной жидкости и поршня при $z = z_p$ за счет скачка магнитных свойств среды существует скачок тензора Максвелловских напряжений [2]

$$[\tau_{zz}]_f^p(z = z_p) = -2\pi [M_z^2]_f^p = 2\pi M_{fz}^2. \quad (2.6)$$

С учетом (2.5), (2.6) верно равенство

$$\int_{S_p} \Delta \tau_{zz} dS = 2\pi \int_{S_p} M_{fz}^2 dS. \quad (2.7)$$

До момента включения магнитного поля жидкости находятся в покое и в равновесии. Координату поршня z_p , координату поверхности жидкости в кювете ff и скорость поршня в начальный момент $t = 0$ обозначим следующим образом:

$$t = 0 : z_p = z_0, \quad h_{ff} = h_{ff0}, \quad \dot{z}_p = 0. \quad (2.8)$$

Отметим, что h_{ff0} зависит от начального положения поршня $z_0 \geq R_b$, высоты сливного отверстия h_c , до которого налита немагнитная жидкость, и других параметров задачи следующим образом:

$$h_{ff0} = z_0 \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_f} \right) + (h_c - d_p) \frac{\rho_s}{\rho_f} + \frac{m_p}{\rho_f S_p}. \quad (2.9)$$

При расчетах в сосудах ff и f пренебрегаем течением жидкостей, так как скорость жидкостей в данных сосудах мала, а радиус сосудов достаточно большой ($R_{ff} > R_v \gg \max(r_1, r_2)$, $\partial v / \partial t \ll g$, где r_1, r_2 – радиусы каналов (1) и (2)). Уравнения гидростатики жидкостей в сосуде f имеют вид

$$-\nabla p_i + \rho_i g + M_i \nabla H = 0, \quad i = f, s. \quad (2.10)$$

Проинтегрировав уравнения (2.10) с учетом $M_s = 0$, $M_f = M_f(H)$, получим формулы для давлений в жидкостях в сосуде f

$$p_s = C_s - \rho_s g z, \quad p_f = C_f - \rho_f g z + U_m, \quad U_m = \int_0^H M_f dH. \quad (2.11)$$

Здесь U_m – потенциал магнитной силы. Отметим, что в случае малых магнитных полей [13] ($H \leq 100 \text{ Э}$) $M_f = \chi_{0f} H$, $\mu_f = \mu_{0f} = \text{const}$ и потенциал магнитной силы имеет вид: $U_m = \chi_{0f} H^2 / 2 = (\mu_{0f} - 1) H^2 / 8\pi$. В случае очень больших магнитных полей $M_f = M_{fs} = \text{const}$, $\mu_f = 1 + 4\pi M_{fs} / H$ и потенциал магнитной силы имеет вид $U_m = M_{fs} H$. Если намагниченность задана формулой Ланжевена (1.1), тогда

$$U_m = M_{fs} (\ln(\sinh \xi) - \ln(\xi)) / \xi' \quad (2.12)$$

Выражение (2.12) будет использоваться в дальнейших численных расчетах.

С учетом (2.2)–(2.4), (2.7), (2.11) в безындукционном приближении ($2\pi M_{fz}^2 \ll U_m$) уравнение движения поршня (2.1) будет иметь вид

$$m_p \ddot{z}_p = -m_p g - g S_p (\rho_f z_p - \rho_s (z_p - d_p)) + (C_f - C_s) S_p + \int_{S_p} U_m dS. \quad (2.13)$$

Считается, что на выходе из канала (1) на рис. 1 давление равно атмосферному $p_s = p_A$. В сосуде ff (в частности, на входе в канал (2)) магнитное поле отсутствует $H = 0$. На поверхности магнитной жидкости в кювете ff при $z = h_{ff}$ давление равно атмосферному $p_f(z = h_{ff}) = p_A$. При этом константы C_f и C_s в формулах (2.11) определяются из граничных условий

$$C_s = p_A + \rho_s g h_c + \dot{z}_p \frac{S_p k_1}{S_1}, \quad C_f = p_A + \rho_f g h_{ff} - \dot{z}_p \frac{S_p k_2}{S_2}. \quad (2.14)$$

Здесь $\dot{z}_p > 0$ скорость движения поршня вверх; $k_1 = 8\pi\eta_s l_1/S_1$ и $k_2 = 8\pi\eta_f l_2/S_2$; l_i и S_i ($i = 1, 2$) – длины и площади сечения каналов (1), (2); η_s и η_f – коэффициенты динамической вязкости немагнитной и магнитной жидкости, соответственно. Подставляя в закон движения (2.13) выражения (2.14), с учетом начальных условий (2.8), (2.9) получим следующее дифференциальное уравнение относительно z_p ($\rho_f^* = \rho_f + \rho_f S_p/S_{ff}$)

$$m_p \ddot{z}_p = -S_p^2 \left(\frac{k_2}{S_2} + \frac{k_1}{S_1} \right) \dot{z}_p + S_p g (\rho_s - \rho_f^*) (z_p - z_0) + F_M, \quad F_M(z_p, t) = \int_{S_p} U_m(z = z_p) dS. \quad (2.15)$$

Выражение для модуля магнитного поля вне сферического намагничивающегося тела в безындукционном приближении имеет вид [14]

$$H = |\nabla \varphi|, \quad \varphi = H_\infty z + D \frac{H_\infty z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad D = R^3 \frac{\mu_s - \mu_b}{2\mu_s - \mu_b}. \quad (2.16)$$

Интеграл F_M назовем магнитной силой, эта сила нелинейно зависит от координаты поршня z_p . Уравнение движения поршня вверх (2.15) в магнитном поле (2.16) является нелинейным и решается численно методом Рунге–Кутта с учетом начальных условий. Все расчеты проведены при экспериментальных параметрах $\rho_f = 1.1 \text{ г/см}^3$, $\eta_f = 0.02 \text{ П}$, $\rho_s = 0.87 \text{ г/см}^3$, $\eta_s = 0.7 \text{ П}$, $h_c = 2.5 \text{ см}$, $z_0 = 1.35 \text{ см}$, $S_{ff} = 11.9 \text{ см}^2$, $l_1 = 3.2 \text{ см}$, $l_2 = 27.5 \text{ см}$, $r_{1,2} = 0.1 \text{ см}$.

3. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

Численные расчеты в случае постоянного магнитного поля

Рассмотрим случай включения постоянного магнитного поля $H_\infty = \text{const}$. В этом случае магнитная сила F_M , действующая на поршень, может быть численно получена, как функция координаты поршня z_p . Графики зависимостей $F_M(z_p)$ при $H_\infty = 100 \text{ Э}$ (линия 2) и при $H_\infty = 200 \text{ Э}$ (линия 3) приведены на рис. 5. Чем ближе поршень к сферическому телу $z_p \approx R_b$, которое искажает приложенное поле, тем действующая на поршень сила больше. Сила $F_M(z_p)$ значительно увеличивается при увеличении приложенного поля.

В отсутствие намагничивающегося тела, за счет разности магнитного поля в кюветах f и ff , на поршень также будет действовать магнитная сила, но величина магнитной силы будет существенно меньшей, чем при наличии тела. Сила F_M в отсутствие тела не зависит от положения поршня и при $H_\infty = 100 \text{ Э}$ показана на рис. 5 (пунктирная линия 1). Подъем поршня в отсутствие тела заметно ниже.

Важно отметить, что при достаточно больших полях величина силы, полученная с учетом нелинейной ланжевеновской зависимости $M_f(H)$ (1), заметно меньше, чем сила при линейной зависимости [12]. Это объясняет значительное расхождение теории и эксперимента при магнитных полях более 100 Э в [12]. Теория, предложенная в текущей работе, существенно улучшает совпадение теории и эксперимента. На рис. 6 представлены зависимости координаты поршня от времени при $H_\infty = 200 \text{ Э}$ в эксперименте (точки) и полученные численно: сплошная линия – с учетом нелинейной зависимости $M_f(H)$, пунктирная линия – расчет при линейной зависимости $M_f = \chi_{f0} H$.

Графики зависимости координаты поршня z_p от времени t при различных H_∞ приведены на рис. 3 сплошными линиями. Чем больше приложенное магнитное поле H_∞ , тем больше скорость и, соответственно, расход жидкости. Согласно расчетам, скорость поршня возрастает от 0 до максимального значения за время $t \sim 0.001 \text{ с}$. Далее скорость поршня и расход жидкости уменьшаются и стремятся к нулю с течением времени. Поршень асимптотически стремится к равновесному положению z_{ps} .

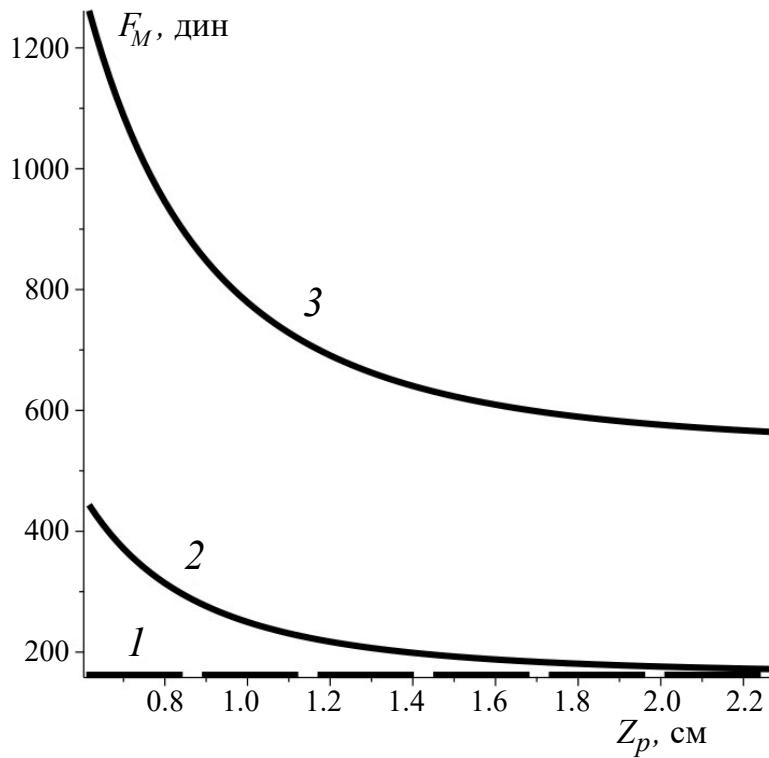


Рис. 5. Зависимость магнитной силы F_M от координаты поршня z_p в постоянном магнитном поле H_∞ : 1 — $H_\infty = 100$ Э без тела; 2, 3 — $H_\infty = 100, 200$ Э.

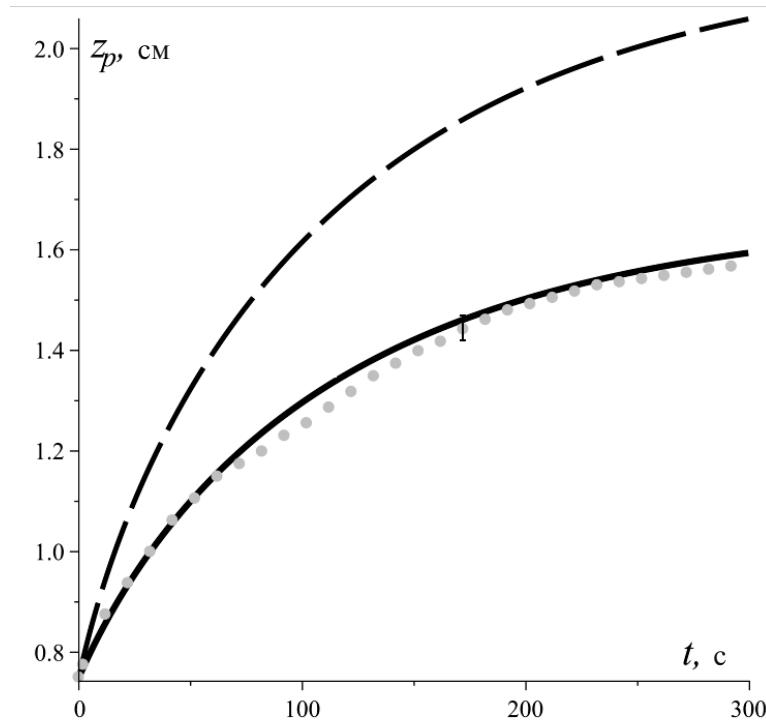


Рис. 6. Зависимость координаты поршня z_p от времени t при включении магнитного поля $H_\infty = 200$ Э: точки — эксперимент; линия — расчет движения с учетом нелинейной зависимости $M_f(H)$ (1.1); пунктирная линия — расчет при $M_f = \chi_f H$.

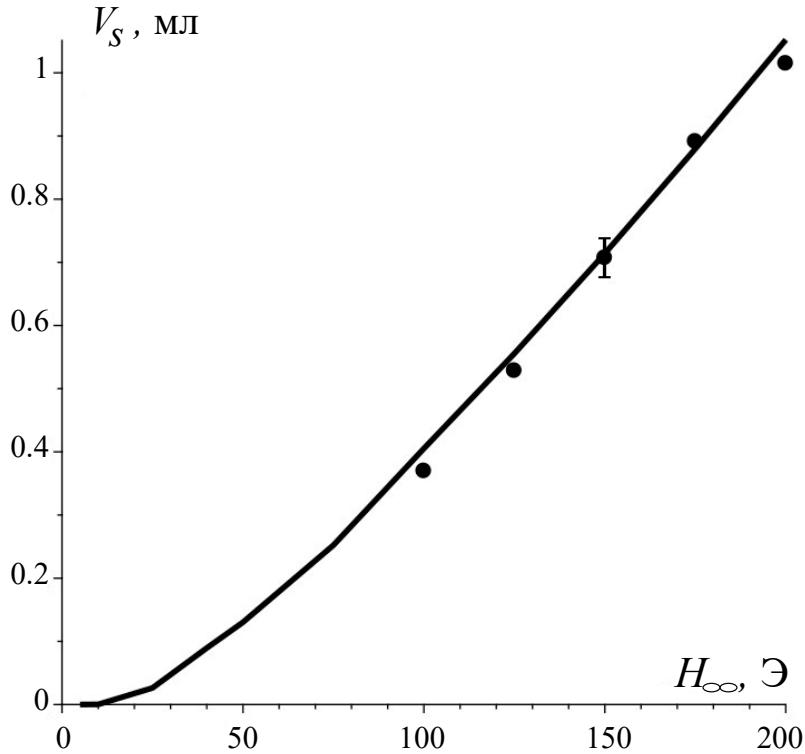


Рис. 7. Зависимость дозируемого объема V_s от поля H_∞ в эксперименте (точки) и теории (линия).

Равновесное положение поршня z_{ps} может быть получено при различных значениях H_∞ из уравнения (2.15) при $z_p > z_0$, $\dot{z}_p = 0$

$$S_p g (\rho_s - \rho_f^*) (z_{ps} - z_0) + F_M (z_{ps}) = 0.$$

Объем дозируемой жидкости V_s , получаемый при достижении стационарного положения $z_p = z_{ps}$, линейно зависит от z_{ps} : $V_s = S_p (z_{ps} - z_0)$. Зависимость V_s от приложенного поля в теории (линия) и эксперименте (точки) приведена на рис. 7. Видно хорошее соответствие теории и эксперимента во всем диапазоне полей.

Численные расчеты в случае ступенчатого магнитного поля

Теоретически рассмотрен случай ступенчатого приложенного вертикального магнитного поля: $H_\infty(t) = \Delta H [t/\Delta t]$, при $t < t_c$, $H_\infty(t) = H_c$, при $t \geq t_c$, где $[t/\Delta t]$ – целая часть числа. Ступенчатое магнитное поле позволяет дозировать поток перекачиваемой жидкости, а также обеспечить более равномерный расход жидкости. В эксперименте рассмотрен случай $\Delta H = 12.5$ Э, $\Delta t = 30$ с, $H_c = 198.4$ Э, $t_c = 450$ с.

На рис. 4 сплошной линией изображена зависимость z_p от времени t для ступенчатого поля. При $t < 250$ снабжается небольшое (не более 8 %) отклонение теории и эксперимента, которое может быть объяснено влиянием трения поршня о стенки сосуда, которым пренебрегается в теоретическом моделировании. Тем не менее, на рис. 4 видно хорошее совпадение теории, предложенной в данной статье, и эксперимента при всех временах (во всем диапазоне магнитных полей), в отличие от теоретических результатов [12] (см. рис. 4 пунктирная линия) при $M_f = \chi_{f0} H$, $\chi_{f0} = \text{const}$, где хорошее соответствие теории и эксперимента получено только в малых магнитных полях $H_\infty < 100$ Э.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован прототип насоса-дозатора на основе взаимодействия тела из намагничивающего материала и магнитной жидкости в однородном магнитном поле. Экспериментальное исследование движения вверх поршня насоса-дозатора показало возможность дозировать немагнитную жидкость, управляя дозируемым объемом с помощью величины и характера изменения приложенного магнитного поля.

Получены уравнения, описывающие движение поршня, разделяющего магнитную и перекачиваемую жидкости в предложенном прототипе, при включении вертикального магнитного поля и учитывающие нелинейную зависимость намагниченности магнитной жидкости от поля.

Проведены расчеты магнитной силы, действующей на поршень. Показано, что наличие тела из намагничивающегося материала в магнитной жидкости существенно увеличивает эту силу.

Рассчитаны зависимости положения поршня от времени при разных значениях магнитного поля. Расчеты, как для достаточно малых, так и для больших магнитных полей хорошо совпадают с данными эксперимента.

Управление процессом перекачивания происходит бесконтактно с помощью однородного магнитного поля. Это позволяет уменьшать размеры устройства, которые не ограничиваются характерными масштабами изменения магнитного поля.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда проект № 20-71-10002, <https://rscf.ru/project/23-71-50001/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Neuringer J.L., Rosensweig R.E.* Ferrohydrodynamics // Phys. Fluids. 1964. V. 7. № 12. P. 1927–1937.
2. *Розенцвейг Р.* Феррогидродинамика. Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 357 с.
3. *Шлиомис М.И.* Магнитные жидкости // УФН. 1974. Т. 112. № 3. С. 427–458.
4. *Altmeyer S.* Усложнение течения при нестационарной модуляции течения Куэтта магнитной жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 2022. № 3. С. 135–150.
5. *Мусихин А.Ю., Зубарев А.Ю.* К теории магнитоиндукционных циркуляций в тромбированных каналах // Изв. РАН. МЖГ. 2023. № 3. С. 12–21.
6. *Кубасов А.А.* Способ работы магнитожидкостного насоса: Патент. RU 2120566 C1. МПК F04B 43/12. 1998. 9 с.
7. *Кубасов А.А.* Универсальный объемный насос: Патент. RU 2075648 C1. МПК F04B 17/04. 1997. 9 с.
8. *Манташьян П.Н.* Магнитный насос: Патент. RU 2472277 C1. МПК H02K 44/02. 2011. 4 с.
9. *Найгерт К.В., Тутынин В.Т.* Смеситель-дозатор с магнитожидкостными управляющими элементами: Патент. RU 2639906 C1. МПК B01F 13/08. 2017. 12 с.
10. *Емельянов С.Г., Полунин В.М., Кобелев Н.С., Ряплов П.А., Шабанова И.А.* Дозатор газа: Патент. RU 101818 U1, МПК G01F 11/00. 2010. 14 с.
11. *Сайкин М.С., Заякина А.А.* Электромагнитный мембранный насос: Патент. RU 145770 U1, МПК F04B 17/04. 2014. 5 с.
12. *Волкова У.В., Меркулов Д.И., Калмыков С.А., Пелевина Д.А., Налетова В.А.* Движение поршня, разделяющего магнитную и немагнитную жидкости, в магнитном поле // Изв. РАН. МЖГ. 2023. № 1. С. 115–126.
13. *Pelevina D.A., Sharova O.A., Turkov V.A., Naletova V.A.* Levitation of a spherical magnet in a magnetic fluid drop on a horizontal plane // JMMM. 2023. V. 587. P. 171252.
14. *Ландау Л.Д., Либшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 632 с.

MODEL OF LIFTING A PISTON IN A METERING DEVICE BASED ON MAGNETIC FLUID IN A MAGNETIC FIELD OF AN ARBITRARY STRENGTH

D. A. Pelevina^{a,*}, D. I. Merkulov^a, I. I. Merkulova^a, V. A. Turkov^a and V. A. Naletova^a

^a*Moscow State University, Moscow, Russia*

**e-mail: pelevina.daria@gmail.com*

Abstract—A theoretical model of a metering pump based on magnetic fluid containing a body of magnetizable material controlled by an applied variable uniform magnetic field is proposed. The model takes into account the nonlinear dependence of the magnetization of the magnetic fluid on the magnetic field. This makes it possible to consider the case of any (including strong) magnetic fields. Within the framework of this model, calculations of lifting a piston separating the magnetic and pumped fluids in various uniform magnetic fields are performed. The calculations based on the proposed model are compared with previous and new experiments. A good agreement between theory and experiment is obtained.

Keywords: magnetic fluid, metering pump, uniform magnetic field