

УДК 622.4
Р 15

ПОВЫШЕНИЕ ПРОМЫШЛЕННОЙ И ЭКОЛОГИЧЕСКОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ШАХТНЫХ ВЕНТИЛЯТОРОВ ГЛАВНОГО ПРОВЕТРИВАНИЯ

А. В. Радионов, канд. техн. наук, ст. науч. сотр.

Национальный университет кораблестроения, г. Николаев

Аннотация. Разработана математическая модель и с ее помощью проанализирована интенсивность тепловыделения в зазоре магнитожидкостного герметизатора при добавлении в рабочий зазор ферромагнитного микронного порошка. Доказана возможность расширения области применения магнитожидкостного герметизатора на вентиляторах главного проветривания.

Ключевые слова: магнитная жидкость, ферромагнитный порошок, магнитожидкостный герметизатор.

Анотація. Розроблено математичну модель і з її допомогою проаналізовано інтенсивність тепловиділення в зазорі магніторідинного герметизатора при додаванні в робочий зазор ферромагнітного микронного порошку. Доведено можливість розширення галузі застосування магніторідинного герметизатора на вентиляторах головного провітрювання.

Ключові слова: магнітна рідина, ферромагнітний порошок, магніторідинний герметизатор.

Abstract. A mathematical model has been developed and used to analyze the intensity of heat release in the gap of the magnetic fluid sealer when ferromagnetic micron powder is added into the working gap. The expandability of the magnetic fluid sealer application for main fans is proved.

Keywords: magnetic fluid, ferromagnetic powder, magnetic fluid sealer.

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ

Проблемы обеспечения эффективности и безопасности уголедобычи напрямую связаны с крайне неудовлетворительным состоянием основных производственных фондов. На протяжении последних 20 лет в угольной отрасли не проводилась масштабная реконструкция шахтного фонда и плановая замена устаревшего оборудования, за исключением отдельных шахт. Сегодня темпы старения горношахтного оборудования значительно опережают его обновление и модернизацию. В целом по угольной отрасли с превышением ресурса, установленного предприятиями-изготовителями, эксплуатируются 60...80 % основных производственных фондов [7].

Использование устаревшего оборудования, которое отработало несколько сроков службы, приводит к постоянному увеличению доли затрат на его содержание в себестоимости добычи угля, росту расхода электроэнергии, создает предпосылки для возникновения серьезных техногенных аварий.

Для проветривания подземных выработок на действующих шахтах эксплуатируется 481 вентилятор главного проветривания (ВГП), из них с просроченным сроком службы – 371 ВГП, или более 70 % всего парка [6].

По указанным причинам за последние 10 лет среди крупных техногенных аварий в угольной отрасли, приведших к остановке производства и несчастным случаям, есть несколько, непосредственно связанных с разрушением ВГП – шахта «Миусинская» ГП «Донбассантрацит» в 2008 г., ГП «Шахтоуправление «Южно-Донбасское» № 1 в 2011 г. [1].

В то же время сейчас имеются технические разработки, способные значительно увеличить ресурс и надежность ВГП без существенных изменений в его конструкции.

К числу таких разработок относится применение магнитожидкостных герметизаторов (МЖГ), которые достаточно хорошо зарекомендовали себя для защиты подшипниковых узлов ВГП при тяжелых условиях эксплуатации (сильная запыленность, абразив, влага и т. д.) [3].

Функции уплотняющего элемента в МЖГ выполняет магнитная жидкость (МЖ), удерживаемая в рабочем зазоре между валом и магнитопроводом полем постоянных магнитов. Величина зазора обычно составляет 0,20...0,25 мм.

Однако для шахтного оборудования (особенно для ВГП) рабочий зазор в МЖГ должен быть увеличен до 0,4...0,7 мм и даже до 1 мм. Это связано прежде всего со значительными размерами валов и подшипников, для которых собственные радиальные зазоры будут возрастать, с условиями эксплуатации, когда при налипании влажной пыли на лопатки рабочего колеса вентилятора возможен его дисбаланс и появление вибрации механизма; а также с приведенными выше причинами и низким качеством ремонтно-механических работ.

При увеличении рабочего зазора будет происходить резкое ослабление магнитного поля и, как следствие, ухудшение уплотняющих свойств МЖГ. Однако вопросы эксплуатации МЖГ при зазорах более 0,5 мм практически не освещены в литературе.

Одним из путей обеспечения надежной работы МЖГ и ВГП в целом при увеличенных зазорах

является добавление в магнитную жидкость перед заправкой микронных частиц ферромагнитного порошка при их интенсивном перемешивании [4]. Это обеспечивает их введение в рабочий зазор МЖГ и осаждение на поверхности концентраторов магнитного потока в области наибольшей магнитной индукции. Таким образом можно уменьшить величину рабочего зазора. Необходимо отметить, что даже соприкосновение вала с дисперсным магнитным порошком не является столь критичным, как касание валом магнитопривода. Сдерживает развитие этого метода неизученность процессов тепловыделения в зазоре МЖГ. Наибольший практический интерес представляет момент запуска вентилятора, когда происходит перемещение микронных частиц к «зубцам» магнитопровода. Температура в рабочем зазоре в это время может значительно превышать 100 °С. После осаждения микрочастиц в зубцовой области магнитопровода температура снижается практически до величины, которая была бы и без добавления более крупных частиц. Однако даже кратковременный заброс температуры негативно влияет на магнитную жидкость, магнитные свойства постоянных магнитов. Также необходимо учитывать наличие датчиков, установленных на подшипниковых стойках, и аварийного отключения механизма при повышенной температуре.

АНАЛИЗ ПОСЛЕДНИХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ПУБЛИКАЦИЙ

Существенный рост температуры, отмечаемый в стендовых и натурных экспериментальных исследованиях, определяется магнитовязкими эффектами в получаемой бидисперсной магнитной суспензии, состоящей из намагничивающихся микронных частиц, взвешенных в нанодисперсной МЖ.

Этому вопросу посвящен ряд публикаций [8–11], где исследовалась гипотеза о том, что присутствие МЖ обеспечивает повышение седиментационной устойчивости микронных частиц магнитореологических суспензий [8]. В этих публикациях рассматривались модели при низких значениях скоростей сдвига и напряженности магнитного поля. В рабочей зоне зазора реальной конструкции МЖГ скорости сдвига выше на два порядка и как минимум на порядок выше напряженность магнитного поля. В таких условиях о седиментационной устойчивости бидисперсной магнитной суспензии говорить не приходится.

В то же время реологические свойства магнитных суспензий определяются гетерогенными структурами, в которые объединяются магнитные частицы под действием внешнего поля. Среди этих структур наиболее часто наблюдаются линейные цепочки, детально рассмотренные в упомянутых работах, особенно подробно в [9, 11].

Поэтому для объяснения магнитотепловых эффектов в зазоре МЖГ необходимо изучить механизм

объединения микронных частиц карбонильного железа в линейные цепочечные агрегаты методами статистической гидромеханики суспензий, основы которой заложены в [2, 5].

ЦЕЛЬЮ РАБОТЫ является изучение интенсивности тепловыделения в широком диапазоне скорости сдвига во всех исследуемых рабочих зазорах магнитожидкостного герметизатора при добавлении в магнитную жидкость порошка карбонильного железа с размером частиц 1 мкм в зависимости от величины напряженности магнитного поля и оборотов вращающегося вала для повышения надежности, промышленной и экологической безопасности вентиляторов главного проветривания на предприятиях угольной отрасли.

ИЗЛОЖЕНИЕ ОСНОВНОГО МАТЕРИАЛА

Основная гипотеза объяснения магнитотепловых эффектов в зазоре МЖГ заключается в том, что частицы карбонильного железа во внешнем поле объединяются в линейные цепочечные агрегаты, аналогично явлениям в бидисперсных магнитных суспензиях, но отличаются высокими скоростями сдвига и напряженностью магнитного поля в зазоре. Появление таких агрегатов приводит к сильному увеличению эффективной вязкости суспензии, что, в свою очередь, ведет к росту тепловыделения в среде.

Для таких микронных частиц броуновские эффекты, как правило, незначительны, и ими можно пренебречь.

Вблизи сферической микронной частицы локальное магнитное поле неоднородно, максимально вблизи полюсов частицы и минимально в ее экваториальной плоскости. В силу этого наиболее крупные частицы нанодисперсной феррожидкости могут концентрироваться вблизи полюсов микронной частицы. Такая концентрация сильно влияет на особенности структурирования и реологические свойства микронных частиц [8–10].

Примем следующие допущения:

1. Частицы нанодисперсной феррожидкости одинаковы и настолько малы, что их концентрация вблизи полюсов микронных частиц незначительна.

2. Пренебрегаем эффектом взаимного подмагничивания микронных частиц в цепочке. Расчет намагниченности микронной частицы M производится также, как и для изолированной частицы. Такое приближение часто используется в теории магнитореологических суспензий [9].

Рассмотрим суспензию, которая вовлечена в простое сдвиговое течение с градиентом скорости $\dot{\gamma}$, напряженность магнитного поля H направлена нормально градиенту скорости течения (рис. 1).

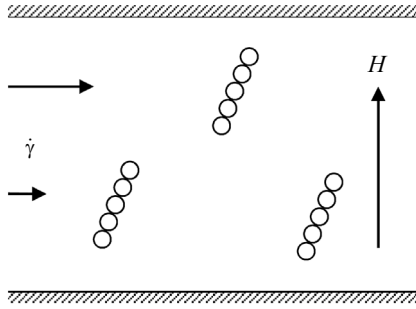


Рис. 1. Магнитная суспензия с цепочечными агрегатами

Интенсивность тепловыделения в единице объема в единицу времени, возникающего вследствие эффектов вязкости в феррожидкости, можно рассчитать по общей формуле

$$W = \int_0^{\dot{\gamma}} \sigma d\dot{\gamma}, \quad (1)$$

где σ – стационарное вязкое напряжение в суспензии.

Стационарное вязкое напряжение σ , возникающее в суспензии, может быть найдено из результатов теории суспензий несферических частиц [5] (см. также [11]), которыми, в нашем случае, являются цепочки:

$$\sigma = \sigma^s + \sigma^a, \quad \sigma^a = \frac{\varphi_L \Gamma_n^m}{2n_c v_L},$$

$$\sigma^s = \eta_f \dot{\gamma} \left[1 + \varphi_L \left[\alpha_n + \frac{1}{2} (\zeta_n + \beta_n \lambda_n) + \frac{1}{2} \beta_n \cos(2\theta_n) + (\chi_n - 2\beta_n \lambda_n) \sin^2 \theta_n \cos^2 \theta_n \right] \right].$$

Здесь σ^a , σ^s – антисимметричная и симметричная части полного напряжения соответственно; φ_L – объемная доля микронных частиц (заметим, что антисимметричная часть напряжения возникает из-за моментов магнитных сил, действующих на цепочки; в гидродинамике простых, немагнитных жидкостей такие напряжения, естественно, отсутствуют); n_c – максимальное количество частиц в цепочке; Γ_n^m – магнитный момент силы, стремящейся выстроить цепочку вдоль поля; v_L – объем микронной частицы; η_f – вязкость МЖ; θ_n – угол между вектором магнитного момента и внешним магнитным полем.

Коэффициенты $\alpha_n, \dots, \lambda_n$ определяются только числом частиц n в цепочке и могут быть вычислены из соотношений [5]

$$\alpha_n = \frac{1}{n\alpha'_0}; \quad \beta_n = \frac{2(n^2 - 1)}{n(n^2\alpha'_0 + \beta_0)}; \quad \zeta_n = \frac{4}{n\beta'_0(n^2 + 1)} - \frac{2}{n\alpha'_0};$$

$$\chi_n = \frac{2\alpha''_0}{n\alpha'_0\beta'_0} - \frac{8}{n\beta'_0(n^2 + 1)} + \frac{2}{n\alpha'_0}, \quad \lambda_n = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}.$$

Здесь

$$\alpha_0 = -\frac{1}{n^2 - 1} \left[\frac{2}{n} + \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} \ln(2n^2 - 1 - 2n\sqrt{n^2 - 1}) \right];$$

$$\beta_0 = \frac{1}{n^2 - 1} \left[n - \frac{1}{2\sqrt{n^2 - 1}} \ln(2n^2 - 1 + 2n\sqrt{n^2 - 1}) \right];$$

$$\alpha'_0 = \frac{1}{4(n^2 - 1)^2} \left[n(2n^2 - 5) - \frac{3}{2\sqrt{n^2 - 1}} \ln(2n^2 - 1 - 2n\sqrt{n^2 - 1}) \right];$$

$$\beta'_0 = \frac{1}{(n^2 - 1)^2} \left[\frac{n^2 + 2}{n} - \frac{3}{2\sqrt{n^2 - 1}} \ln(2n^2 - 1 + 2n\sqrt{n^2 - 1}) \right];$$

$$\alpha''_0 = \frac{1}{4(n^2 - 1)^2} \left[n(2n^2 + 1) - \frac{4n^2 - 1}{2\sqrt{n^2 - 1}} \ln(2n^2 - 1 + 2n\sqrt{n^2 - 1}) \right];$$

$$\beta''_0 = -\frac{1}{(n^2 - 1)^2} \left[3n + \frac{2n^2 + 1}{2\sqrt{n^2 - 1}} \ln(2n^2 - 1 - 2n\sqrt{n^2 - 1}) \right].$$

Для расчета интенсивности тепловыделения необходимо найти длину цепочки. С этой целью определяется намагниченность M_L микронной частицы в цепочке.

Намагниченность M микронной частицы в цепочке может быть оценена при помощи известной полуэмпирической формулы Флериха–Кеннели [2]:

$$M = \chi H^{(i)}, \quad \chi = \frac{\chi_0 M_{sat}}{M_{sat} + \chi_0 H^{(i)}}.$$

Здесь $H^{(i)}$ – напряженность магнитного поля внутри микронной частицы; χ_0 – ее магнитная восприимчивость при нулевом поле; M_{sat} – намагниченность насыщения материала частиц; χ – магнитная восприимчивость микронной частицы в поле $H^{(i)}$.

Согласно закону Ланжевена, магнитную восприимчивость несущей феррожидкости можно рассчитать по следующей формуле:

$$\chi_f = \frac{M_{saf}}{H} L \left(\frac{\mu_0 m_s H}{kT} \right). \quad (2)$$

Здесь μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; H – напряженность магнитного поля внутри несущей феррожидкости; m_s – магнитный момент наночастицы; M_{saf} – намагниченность насыщения феррожидкости; L – функция Ланжевена.

Разложив выражение (2) в ряд Тейлора, найдем начальную восприимчивость несущей феррожидкости

$$\chi_{f0} = \frac{\mu_0 M_{saf} m_s}{3kT}. \quad (3)$$

Выражая магнитный момент m_s из (3) и подставляя эту величину в уравнение (2), определяем магнитную восприимчивость несущей феррожидкости

$$\chi_f = \frac{M_{saf}}{H} L \left(\frac{3H\chi_{f0}}{M_{saf}} \right).$$

Очевидно, что χ_f зависит от напряженности магнитного поля внутри несущей феррожидкости. Из неоднородности магнитного поля вблизи цепочки следует неоднородность магнитной восприимчивости

несущей феррожидкости χ_f . Будем пренебрегать этим достаточно тонким эффектом. Тогда известные соотношения магнитостатики [8] для сферической частицы во внешнем поле позволяют получить следующее уравнение:

$$H^{(i)} + \frac{M}{3} + \frac{2\chi_f H^{(i)}}{3} = (1 + \chi_f)H.$$

Комбинируя выражения (1) и (3), получаем уравнение

$$H^{(i)} + \frac{\chi_0 H^{(i)} M_{satL}}{3(M_{satL} + \chi_0 H^{(i)})} + \frac{2\chi_f H^{(i)}}{3} = (1 + \chi_f)H$$

и решение этого уравнения:

$$H^{(i)} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{A_1^2 + \frac{12(1 + \chi_f)HM_{satL}}{\chi_0(2\chi_f + 3)}} - A_1 \right],$$

$$A_1 = \frac{M_{satL}(3 + \chi_0 + 2\chi_f) - 3\chi_0 H}{\chi_0(2\chi_f + 3)}.$$

Для дальнейших расчетов нужно оценить изменение (вариацию) δF свободной энергии микронной частицы при изменении δH_e поля, внешнего по отношению к этой частице. Эта вариация может быть представлена в виде [2]

$$\delta F = -\mu_0 \int (\chi - \chi_f) \mathbf{H}^{(i)} \delta \mathbf{H}_e \mathbf{v}_L, \quad \mathbf{v}_L = \frac{\pi d_L^3}{6}. \quad (4)$$

Здесь d_L – диаметр микронной частицы; v_L – ее объем. При линейной связи намагниченности микронной частицы и напряженности магнитного поля этот результат переходит в формулы [8], использованные для расчета реологических свойств магнитных суспензий.

Оценим свободную энергию диполь-дипольного взаимодействия двух микронных частиц F_{dd} , которая зависит от расстояния R между их центрами. Под $\delta \mathbf{H}_e$ в (4) подразумевается вариация внешнего поля, создаваемого одной из двух частиц в точке с координатами центра другой частицы при отсутствии этой же частицы. Предполагаем, что магнитный момент частиц зависит только от напряженности внешнего магнитного поля H , следовательно, напряженность магнитного поля внутри микронной частицы не зависит от напряженности магнитного поля, создаваемого другой микронной частицей H_e . Таким образом,

$$F_{dd} = -\mu_0 (\chi - \chi_f) \mathbf{H}^{(i)} \mathbf{H}_e \mathbf{v}_L. \quad (5)$$

Решение магнитостатической задачи для микронной частицы с магнитной проницаемостью μ , окруженной несущей феррожидкостью с магнитной проницаемостью μ_f сводится к такой же задаче для микронной частицы с магнитной проницаемостью μ/μ_f находящейся в вакууме. Следовательно, выражение для \mathbf{H}_e можно записать как

$$\mathbf{H}_e = \frac{v_L (\chi - \chi_f) (3\mathbf{H}^{(i)} \mathbf{n} \cos \theta - \mathbf{H}^{(i)})}{4\pi R^3 (1 + \chi_f)}. \quad (6)$$

Здесь \mathbf{n} – единичный вектор, направленный вдоль прямой, соединяющей центры обеих микронных частиц; θ – угол между вектором \mathbf{n} и вектором напряженности внешнего магнитного поля.

Подставляя выражение (6) в (5), получаем соотношение для свободной энергии диполь-дипольного взаимодействия:

$$F_{dd} = -\frac{\mu_0 v_L^2 [H^{(i)}]^2 (\chi - \chi_f)^2 (3 \cos^2 \theta - 1)}{4\pi R^3 (1 + \chi_f)}.$$

Исходя из этой формулы, можно найти компоненту вдоль оси цепочки силы магнитного притяжения между ближайшими частицами f_r^m и магнитный момент силы Γ_n^m , стремящийся выстроить цепочку вдоль поля:

$$f_r^m = -\left. \frac{\partial F_{dd}}{\partial R} \right|_{R=d_L},$$

$$f_r^m = \frac{\pi \mu_0 [H^{(i)}]^2 d_L^2 (\chi - \chi_f)^2 (3 \cos^2 \theta - 1)}{48(1 + \chi_f)},$$

$$\Gamma_n^m = (n-1) \left. \frac{\partial F_{dd}}{\partial \theta} \right|_{R=d_L}, \quad (7)$$

$$\Gamma_n^m = \frac{\mu_0 v_L [H^{(i)}]^2 (\chi - \chi_f)^2 (n-1) \sin \theta \cos \theta}{4(1 + \chi_f)}.$$

Подробный вывод соотношений (7) для суспензии намагничивающихся частиц в немагнитной жидкости приведен в работе [11]. Новым здесь является учет нелинейной намагниченности микронных частиц и магнитных свойств содержащей их феррожидкости.

Размер цепочек, образованных микронными частицами, определяется балансом сил магнитного притяжения частиц в цепочке и гидродинамическими силами, разрушающими цепочку. Следуя [11], оценим число частиц n в цепочке из условия равенства компонент вдоль оси цепочки силы магнитного притяжения между ближайшими частицами f_m и гидродинамической силы f_h , разрушающей эту цепочку. Вывод выражения для величин f_h можно найти в [9]. Используя результат этой работы, получаем

$$f_r^h = \frac{3\pi \eta_f d_L^2 \eta_f (n^2 - 1) \sin \theta \cos \theta}{8}, \quad \eta_f = \eta_0 \left(1 + \frac{5}{2} \phi_s \right).$$

Здесь η_f – вязкость феррожидкости; η_0 – вязкость жидкости-основы (вакуумное масло); ϕ_s – объемная доля нанодисперсных частиц в феррожидкости.

Согласно [11] получаем выражение для гидродинамического момента Γ_n^h , стремящегося отклонить цепочку от направления магнитного поля в направлении скорости течения среды:

$$\Gamma_n^h = \frac{\pi n (n^2 - 1) d_L^3 \eta_f \cos^2 \theta_n}{4}.$$

Угол θ определяется балансом Γ_n^h и Γ_n^m :

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{6\dot{\gamma}\eta_f n(n+1)(1+\chi_f)}{\mu_0 [H^{(i)}]^2 (\chi - \chi_f)^2}$$

Равенство сил f_r^h и f_r^m приводит к уравнению четвертой степени относительно максимального числа частиц в цепочке n_c :

$$n_c^4 + \frac{5n_c^3}{4} - \frac{n_c^2}{2} - \frac{3n_c}{4} - \frac{\mu_0^2 [H^{(i)}]^2 (\chi - \chi_f)^4}{72\dot{\gamma}^2 \eta_f^2 (1 + \chi_f)^2} = 0.$$

Поскольку для микронных частиц броуновские эффекты не существенны, количество этих частиц, которые входят в состав цепочечных агрегатов, определяется исключительно n_c .

Теперь можно рассчитать интенсивность тепловыделения W в единице объема в единицу времени согласно формуле (1).

На рис. 2 и 3 приведены результаты расчетов по представленной модели при объемной концентрации 1 г частиц карбонильного железа, растворенных в 10 мл феррожидкости, и вязкости жидкости-основы 0,85 Па·с. С ростом напряженности магнитного поля и скорости сдвига интенсивность тепловыделения в единице объема в единицу времени существенно увеличивается.

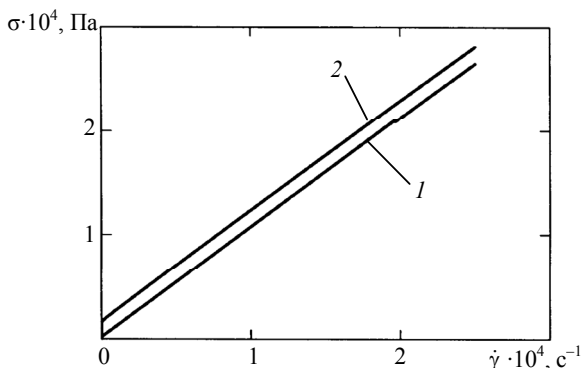


Рис. 2. Зависимость напряжения σ от скорости сдвига $\dot{\gamma}$: 1 – $H = 100$ кА/м; 2 – 2000 кА/м

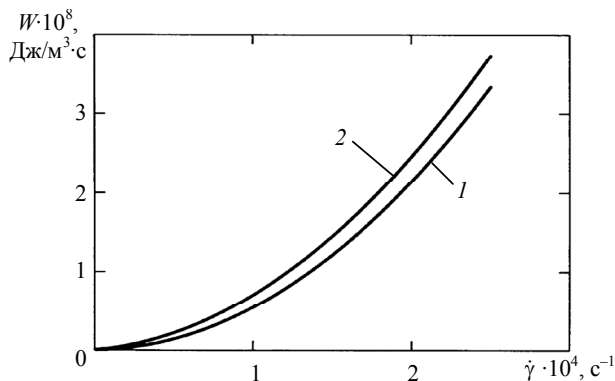


Рис. 3. Зависимость интенсивности тепловыделения W в единице объема среды в единицу времени от скорости сдвигового течения $\dot{\gamma}$ (обозначения как на рис. 2)

Скорость сдвига можно определить по формуле

$$\dot{\gamma} = \frac{Rn_{об}}{\delta},$$

где R – радиус вала; $n_{об}$ – частота вращения вала; δ – рабочий зазор.

С учетом этого анализ полученных результатов будем проводить в зависимости от величины рабочего зазора, что является более наглядным.

На рис. 4 представлена зависимость интенсивности тепловыделения при значениях напряженности магнитного поля в зазоре, равном 100 (кривая 1), 500, 1000 и 2000 кА/м (кривая 2). На графике интенсивность тепловыделения при $H = 500 \dots 2000$ кА/м показана одной кривой, т. к. расчетные значения не отличаются друг от друга более чем на 0,1 %. Из этого следует вывод, что в зазоре эксплуатирующегося МЖГ можно не учитывать влияние напряженности магнитного поля на интенсивность тепловыделения.

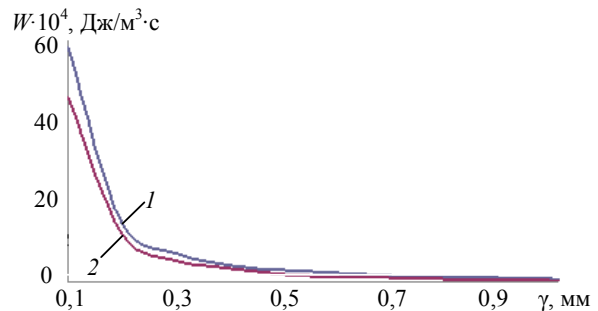


Рис. 4. Зависимость интенсивности тепловыделения от величины зазора при напряженности магнитного поля в зазоре МЖГ: 1 – 500...2000 кА/м; 2 – 100 кА/м

Существенное влияние на интенсивность тепловыделения оказывает частота вращения вала. На рис. 5 представлена зависимость интенсивности тепловыделения от величины зазоров при оборотах вала 500 и 750 об/мин как наиболее применяемых в вентиляторах, а также проанализированы частоты 1500 и 3000 об/мин в связи с наметившейся тенденцией увеличения числа оборотов для новых конструкций вентиляторов. Расчеты проводились для вала диаметром 200 мм, поскольку на шахтах обычно эксплуатируются ВГП с валами диаметром 160...220 мм.

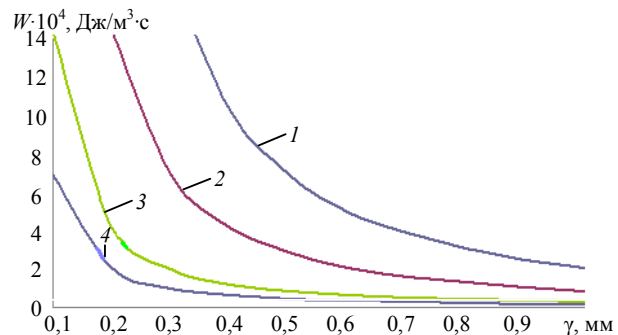


Рис. 5. Зависимость интенсивности тепловыделения от величины зазора при оборотах вращающегося вала: 1 – 3000 об/мин; 2 – 1500 об/мин; 3 – 750 об/мин; 4 – 500 об/мин

Ввод микронных частиц в рабочую зону МЖГ возможен, когда интенсивность тепловыделения незначительно возрастает при уменьшении зазора, т. е. при частотах вращающегося вала 500 и 750 об/мин для величины зазора 0,4 мм можно добавить порошок карбонильного железа в концентрации, указанной выше. С ростом частоты вращения величина зазора, при которой возможно добавлять порошок, возрастает. Например, для частоты 1500 об/мин – только при $\delta = 0,7 \dots 0,8$ мм. Возможность применения этого способа для 3000 об/мин требует дополнительной экспериментальной проверки.

ВЫВОДЫ

1. Разработана новая математическая модель процессов в рабочем зазоре МЖГ при добавлении ферромагнитных микронных частиц, учитывающая влияние реологических магнитовязких эффектов на интенсивность тепловыделения при различных режимах работы и конструктивных показателях.

2. Установлено, что с ростом скорости сдвига интенсивность тепловыделения в рабочем зазоре МЖГ увеличивается нелинейно.

3. Интенсивность тепловыделения для существующих конструкций при напряженности магнитного поля в зазоре МЖГ от 500 до 2000 кА/м практически не изменяется при фиксированных частотах вращения валов оборудования.

4. При увеличении оборотов вращающегося вала с 500 до 3000 об/мин интенсивность тепловыделения в зазоре существенно увеличивается, что препятствует возможному добавлению микронных частиц карбонильного железа.

5. Обосновано, что повышение промышленной и экологической безопасности шахтных вентиляторов главного проветривания при рабочих зазорах до 1 мм возможно путем самокорректировки рабочего зазора с помощью добавления ферромагнитного микронного порошка карбонильного железа с концентрацией около 1 г на 10 мл феррожидкости.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] **Коваль, А. Н.** Основные направления повышения техногенной безопасности и энергетической эффективности стационарных установок на предприятиях угольной отрасли [Текст] / А. Н. Коваль, В. И. Мелковский, Н. А. Чехлатый // Вестник МАНЭБ. – 2013. – № 2. – С. 23–28.
- [2] **Ландау, Л. Д.** Теоретическая физика [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Физматлит, 2003. – Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. – 736 с.
- [3] Особенности проектирования магнитоожидкостных герметизаторов шахтного оборудования [Текст] / А. С. Хабазня, А. В. Радионов, А. Н. Виноградов, А. В. Казакуца // Уголь Украины. – 2010. – Вып. 2 (648). – С. 29–33.
- [4] **Пат. на корисну модель № 78379 Україна, МПК F165 15 140.** Магніторідинне ущільнення з автоматичним коригуванням робочого зазору [Текст] / Радіонов О. В., Виноградов О. М. – № U 2012 13240; заявл. 20.11.12; опубл. 11.03.13, Бюл. № 5.
- [5] **Покровский, В. Н.** Статистическая гидромеханика разбавленных суспензий [Текст] / В. Н. Покровский. – М. : Наука, 1977. – 135 с.
- [6] **Стешенко, В. А.** Исследование напряженного состояния рабочих колес шахтных вентиляторов главного проветривания, отработавших нормативные сроки службы [Текст] / В. А. Стешенко, Е. В. Толошина // Проблеми експлуатації обладнання шахтних стаціонарних установок : зб. наук. пр. – Донецьк : НДІГМ ім. М.М. Федорова, 2008–2009. – Вип. 102–103. – С. 150–163.
- [7] Технічне обслуговування та ремонт шахтних стовбурів [Текст] / І. Г. Манец, Б. А. Грядущий, В. В. Левіт [та ін.] ; за заг. ред. С. О. Сторчака. – 4-е вид., перероб. і доп. – Донецьк : Юго-Восток, 2010. – Т. 1. – 409 с.
- [8] Inversion of Magnetic forces Between Microparticles and Its Effect on the Magnetorheology of Extremely Bidiisperse Magnetic Fluids [Text] / M. T. Lopez-Lopez, G. Bossis, J. D. G. Duran, A. Gomez-Ramirez, P. Kuzhir, L. Iskakova, A. Yu. Zubarev // J. of Nanofluids 2003. – Vol. 2. – P. 85–93.
- [9] Haloing in bimodal magnetic colloids: The role of field-induced phase separation [Text] / C. Magnet, P. Kuzhir, G. Bossis, A. Meunier, L. Suloeva, A. Zubarev // Physical Review E. – 2012. – Vol. 86.
- [10] **Lopez-Lopez, M. T.** Repulsive force between two attractive dipoles mediated by nanoparticles inside a ferrofluid [Text] / M. T. Lopez-Lopez, A. Yu. Zubarev, G. Bossis // Soft Matter. – 2010. – Vol. 6. – P. 4346–4349.
- [11] **Zubarev, A. Yu.** On the theory of rheological properties of magnetic suspensions [Text] / A. Yu. Zubarev, L. Iskakova // Physica A. – 2007. – Vol. 382. – P. 378–388.

© О. В. Радіонов

Надійшла до редколегії 04.09.13

Статтю рекомендує до друку

д-р техн. наук, проф. А. П. Шевцов

Статтю розміщено у Віснику НУК № 4, 2013