

03

Определение поверхностей плотности поляризованного заряда струи магнитной жидкости в однородном электрическом поле

© Ю.И. Диканский, О.В. Борисенко, М.А. Беджанян

Северо-кавказский федеральный университет,
355099 Ставрополь, Россия
e-mail: boricenko.o.v@gmail.com

(Поступило в Редакцию 27 февраля 2013 г. В окончательной редакции 19 июня 2013 г.)

Работа посвящена проблеме исследования поведения струй магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях. Предложен метод расчета величины плотности формирующегося на поверхности струй заряда, выдвинуто предположение о механизме его формирования.

Введение

Исследованию поведения струй в силовых полях ранее уделялось внимание в ряде работ [1–3], при этом усиление интереса к таким исследованиям произошло после синтеза магнитных жидкостей, способных эффективно взаимодействовать как с электрическими, так и магнитными полями. Следует отметить, что в большинстве работ в основном рассматривалось возникновение неустойчивости струйного течения и влияние на него внешних силовых полей. Вместе с тем интерес представляет и взаимодействие струй как в магнитном, так и в электрическом полях, исследованию особенностей которого и посвящена настоящая работа.

1. Методика и техника эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, а. Однородное электрическое поле создавалось с помощью двух вертикально расположенных пластин 1, на которые подавалось высокое напряжение до 10 кВ. Однородное магнитное поле создавалось с помощью катушек Гельмгольца 2, расположенных так, что вектор напряженности магнитного поля направлен перпендикулярно вектору напряженности электрического поля. В пространство между пластинами на одинаковом расстоянии от каждой из них вводились две параллельные струи 3 магнитной жидкости диаметром 0.5 мм, расстояние между которыми в отсутствие полей составляло 1 мм. Скорость истечения струй регулировалась с помощью электродвигателя 6 путем перемещения поршня 4 вдоль резервуара 5 с магнитной жидкостью.

В эксперименте использовались образцы магнитной жидкости, представляющие собой коллоидный раствор магнетита в глицерине, керосине и вакуумном масле. Магнитная восприимчивость указанных образцов, измеренная с помощью баллистического метода, составляла значения 1, 6, 4 и 2.5 соответственно. Оценка диэлектрических свойств использованных магнитных жидкостей осуществлялась на основе результатов измерения их ди-

электрической проницаемости. Измерения проводились при использовании ячейки, представляющей плоский конденсатор с круглыми электродами. Электроемкости пустой и заполненной образцом ячеек, определялись на частоте 1 кГц, диэлектрическая проницаемость рассчитывалась с учетом того, что измеренная емкость ячейки с образцом равна

$$C = \epsilon C_x + C_p,$$

где C_x — емкость воздуха в объеме образца, ϵC_c — емкость образца, заполняющего конденсатор, C_p — емкость подводящих проводов. Емкость C_p определялась предварительно при калибровке ячейки, заполненной эталонным веществом с известной диэлектрической проницаемостью (керосином). Измеренные таким способом значения диэлектрической проницаемости указанных выше образцов составили 9.6, 6.3 и 3.5 соответственно.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В ходе проведения эксперимента установлено, что при движении струй магнитной жидкости в плоскости, перпендикулярной направлению вектора напряженности однородного электрического поля, наблюдается отклонение струй от вертикали. При этом расстояние между струями возрастает. Такое поведение струй, по всей видимости, обусловлено взаимодействием поверхностных зарядов, образующихся на поверхности струй под действием внешнего электрического поля.

При воздействии на те же струи внешнего однородного магнитного поля, направленного параллельно плоскости движения струй, наблюдается обратный эффект: струи также отклоняются от вертикального направления, но расстояние между ними сокращается, и при достаточно высокой напряженности магнитного поля струи могут слиться в одну струю. Такое поведение магнитных струй может быть объяснено намагничиванием жидкости в соответствующем направлении внешним магнитным полем.

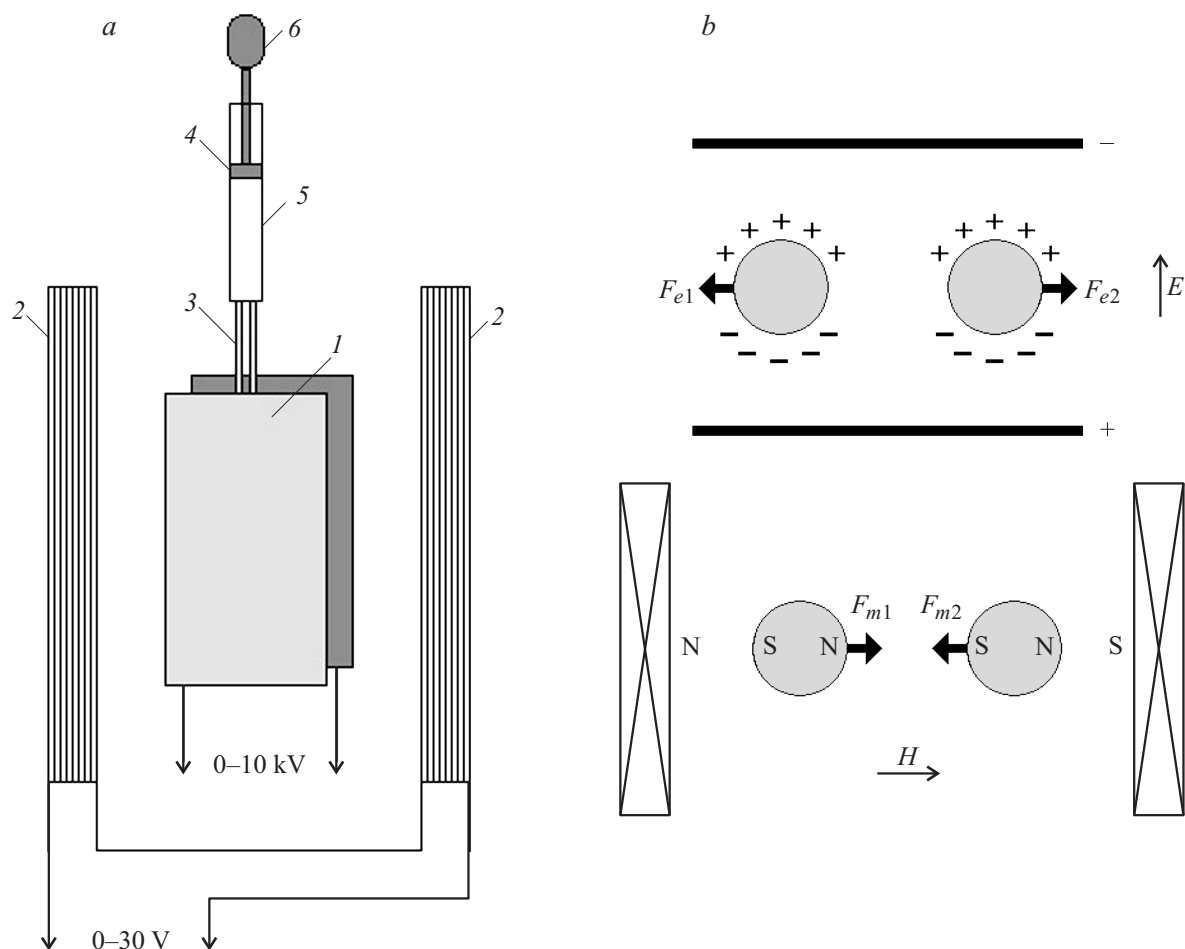


Рис. 1. *a* — схема экспериментальной установки; *b* — вопросу о взаимодействии струй магнитной жидкости в однородных электрическом и магнитном полях.

На рис. 1, *b* схематично изображены две струи (вид сверху) и показаны направления электростатических сил F_e взаимодействия струй в электрическом поле и магнитных сил F_m в магнитном поле.

При одновременном воздействии на струи взаимно перпендикулярных электрического и магнитного полей проявляются оба эффекта, и при определенном соотношении величин напряженности электрического и магнитного полей наблюдается полная компенсация одного эффекта другим. При этом обе струи движутся параллельно друг другу, как в отсутствие полей.

На рис. 2 графически представлены соотношения напряженностей магнитного и электрического полей в режиме компенсации для различных скоростей струй. Как следует из рисунка, в данном диапазоне скоростей характер исследуемой зависимости не меняется.

Результаты проведенного эксперимента дают возможность определения величины поверхностной плотности заряда, формирующегося на поверхности струй в результате поляризации магнитной жидкости или перераспределения свободного заряда во внешнем электрическом поле. Для этого определим условие компенсации электрической и магнитной сил.

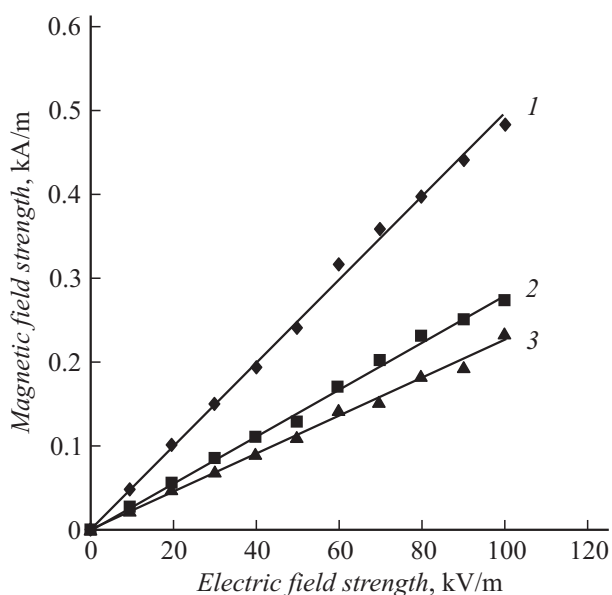


Рис. 2. Компенсационные кривые зависимости напряженности магнитного поля от напряженности электрического поля для образцов, приготовленных на основе: 1 — глицерина, 2 — вакуумного масла, 3 — керосина.

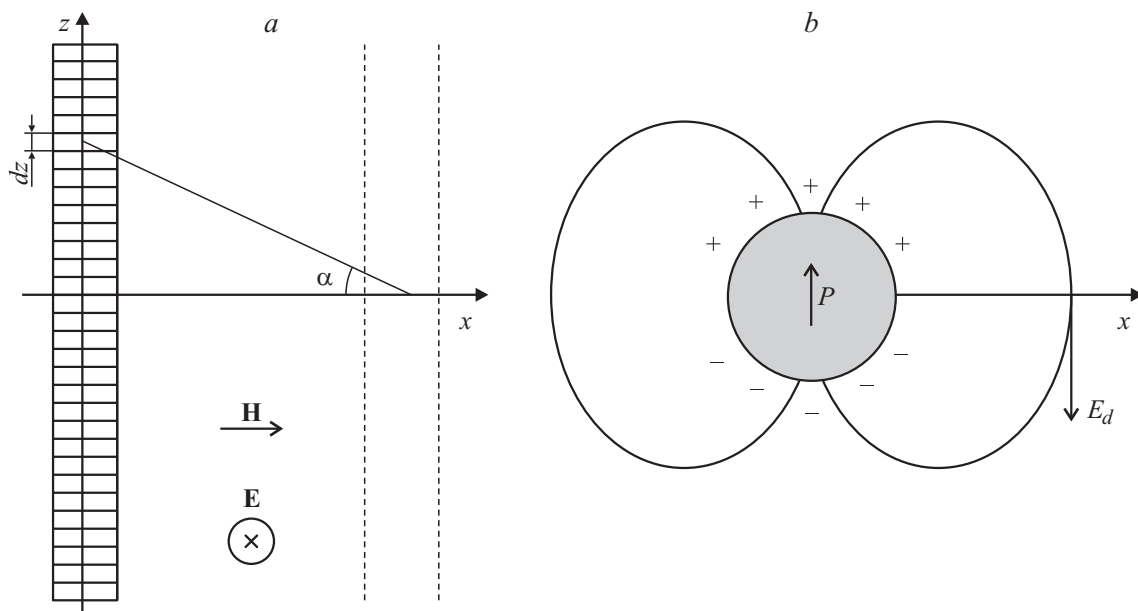


Рис. 3. *a* — к определению поверхностной плотности заряда; *b* — вопросу о взаимной ориентации векторов \mathbf{E}_d и \mathbf{P} .

3. Теоретическая интерпретация результатов

Найдем выражение для силы электрического взаимодействия параллельных струй. При воздействии на струю диэлектрической жидкости электрического поля, направленного перпендикулярно оси струи, она приобретает электрический момент, как вследствие процесса поляризации, так и перераспределения свободных зарядов. Поле однородно поляризованного цилиндра эквивалентно полю точечных диполей, непрерывно расположенных вдоль оси цилиндра и ориентированных перпендикулярно ей (рис. 3, *a*). Дипольный момент цилиндрического диэлектрического слоя толщиной dz равен $d\mathbf{p} = \mathbf{P}(\pi R^2 dz)$. Напряженность электрического поля, создаваемого диполем в точке с координатой x , равна

$$d\mathbf{E}_d = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{d\mathbf{p}}{r^3} = -\frac{\pi R^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{P}}{r^3} dz,$$

где \mathbf{P} — вектор поляризации струи. С учетом того, что $r = x / \cos \alpha$, $z = x \tan \alpha$, $dz = x d\alpha / \cos^2 \alpha$, получим

$$d\mathbf{E}_d = -\frac{\mathbf{P}R^2}{4\epsilon_0 x^2} \cos \alpha d\alpha,$$

где α — угол, отсчитываемый от нормали к оси струи вдоль этой оси.

Так как направления полей в выбранной точке x всех диполей одинаковы, то суммарное поле (собственное поле цилиндрической поляризованной струи) определится интегрированием

$$\mathbf{E}_d = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\mathbf{E}_d = -\frac{\mathbf{P}R^2}{2\epsilon_0 x^2}.$$

В случае параллельного расположения струй на каждый элемент второй струи dz в горизонтальном направлении действует сила, величина которой с учетом противоположных направлений поляризации \mathbf{P} и \mathbf{E}_d (рис. 3, *b*) запишется в виде

$$dF_d = -P\pi R^2 \frac{dE_d}{dx} dz,$$

а сила электрического взаимодействия струй

$$F_e = \int_0^l dF = \frac{P^2 \pi R^4 l}{\epsilon_0 x^3},$$

где l — длина струи.

Аналогичным образом найдем силу магнитного взаимодействия струй. При этом поле, созданное намагниченной перпендикулярно ее оси струей, найдем, используя понятие скалярного магнитного потенциала. Потенциал, создаваемый элементом струи dz , обладающим дипольным магнитным моментом dm в точке с координатой x (рис. 3, *a*), определяется выражением

$$d\varphi = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{dm \cos \alpha}{r^2},$$

которое при учете того, что $dm = M\pi R^2 dz$, $r = x / \cos \alpha$, $z = x \tan \alpha$, $dz = x d\alpha / \cos^2 \alpha$, принимает вид

$$d\varphi = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M}{x} \cos \alpha d\alpha.$$

После суммирования потенциалов всех диполей, получим потенциал, создаваемый всей струей на расстоянии x :

$$\varphi(x) = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\varphi(x) = \frac{\mu_0 R^2}{2} \frac{M}{x}.$$

Магнитная индукция собственного поля намагниченной струи, создаваемого в точке с координатой x , определится как

$$B_x = -\frac{d\varphi}{dx} = \frac{\mu_0 R^2}{2} \frac{M}{x^2}.$$

На каждый элемент второй струи, расположенной параллельно первой, действует сила

$$dF_m = M\pi R^2 dx \frac{dB_x}{dx},$$

а магнитная сила взаимодействия параллельно расположенных поперечно намагниченных струй

$$F_m = \int_0^l dF_m = -\frac{\mu_0 M^2 \pi R^4 l}{x^3}.$$

Условие компенсации электрической силы магнитной означает равенство их модулей, т.е.

$$\frac{\mu_0 M^2 \pi R^4 l}{x^3} = \frac{P^2 \pi R^4 l}{\varepsilon_0 x^3},$$

откуда

$$P = M\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}. \quad (1)$$

Как видим, условие компенсации имеет достаточно простой и ожидаемый вид. Вместе с тем следует отметить, что при его выводе не учитывалось влияние электрического и магнитного полей рассеяния одной струи на намагниченность и поляризацию другой вследствие малости этих полей по сравнению с приложенными однородными электрическим и магнитным полями. Полученное условие позволяет определить поляризованность струи при известной намагниченности, которая может быть измерена с помощью независимого эксперимента. В нашем случае ее определение осуществлялось по кривой намагничивания, полученной с помощью баллистического метода и перестроенной с учетом размагничивающего фактора вдоль направления, перпендикулярного оси цилиндрической струи. Поверхностная плотность заряда на цилиндрической поверхности распределена по закону $\sigma(\theta) = \sigma_0 \cos \theta$ и ее значение в точках, где напряженность поля перпендикулярна, определяется величиной разрыва нормальной составляющей поляризованности, т.е. $\sigma_0 = P_n$. Таким образом, условие (1) позволяет определить поверхностную плотность заряда на поверхности струи, т.е.

$$\sigma_0 = M\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}.$$

На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости величины поверхностной плотности заряда от напряженности внешнего электрического поля. Как следует из рисунка, с ростом напряженности электрического поля величина поверхностной плотности заряда возрастает прямо пропорционально для всех исследованных образцов. При этом максимальной плотностью

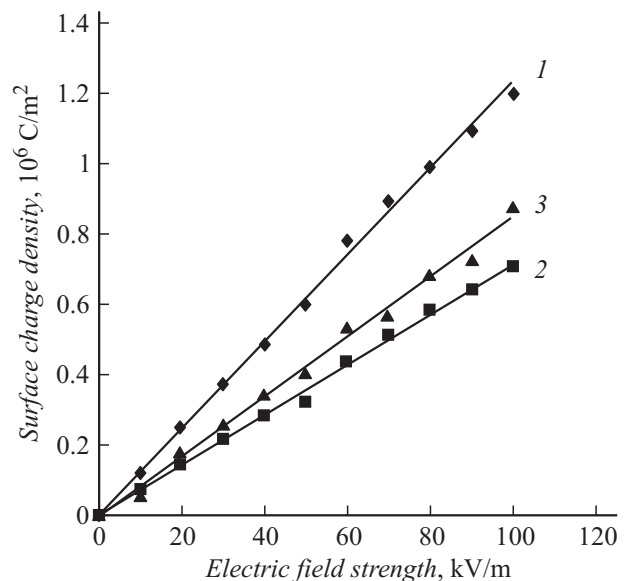


Рис. 4. Зависимости поверхностной плотности заряда от напряженности электрического поля для образцов, приготовленных на основе: 1 — глицерина, 2 — вакуумного масла, 3 — керосина.

поверхностного заряда в одном и том же электрическом поле обладают струи магнитной жидкости на основе глицерина, минимальный — образцы на основе вакуумного масла. На основе результатов измерения поверхностной плотности заряда возможен расчет диэлектрических проницаемостей исследуемых магнитных жидкостей. Действительно, в предположении отсутствия в исследуемом образце магнитной жидкости индуцированных зарядов для величины поверхностной плотности поляризационного заряда σ_0 нетрудно получить [4]

$$\sigma_0 = \frac{2(\varepsilon - 1)\varepsilon_0}{\varepsilon + 1} E, \quad (2)$$

где E — напряженность внешнего электрического поля, ε — диэлектрическая проницаемость магнитной жидкости.

Из (2) следует

$$\varepsilon = \frac{2\varepsilon_0 E - \sigma_0}{2\varepsilon_0 E - \sigma_0}. \quad (3)$$

Следует, однако, заметить, что расчет диэлектрической проницаемости по приведенной формуле теряет всякий смысл в том случае, когда в формировании поверхностного заряда определяющую роль играют не процессы поляризации, а перераспределение под воздействием поля свободного заряда, присутствующего в образцах. Действительно, известно (например, [5,6]), что такая ситуация действительно возможна вследствие достаточно высокой электропроводности магнитных жидкостей, обусловленной примесными ионами, при этом вблизи поверхности возможно также образование объемного заряда. Вследствие движения жидкости в газовой

среде плотность заряда, индуцированного на поверхности струи, может изменяться.

Для проверки возможности приобретения струей магнитной жидкости электрического момента за счет перераспределения в электрическом поле свободного заряда были проведены исследования взаимодействия струй магнитной жидкости при дополнительном воздействии ультрафиолетового излучения, которое вследствие ионизации воздуха должно приводить к потере свободного заряда. Оказалось, что такое уменьшение поверхностной плотности заряда действительно наблюдается, причем оно наиболее выражено для магнитных жидкостей на основе глицерина и керосина, имеющих более высокую электрическую проводимость, чем магнитная жидкость на основе вакуумного масла. Для магнитной жидкости на основе вакуумного масла воздействие ультрафиолетового излучения не привело к существенному изменению рассчитанной поверхностной плотности заряда, что может указывать о несущественной роли процессов перераспределения свободного заряда, вследствие его малости. Вместе с тем, расчет диэлектрической проницаемости для этой жидкости по формуле (3) дал значение 2,4, которое близко к проницаемости дисперсионной среды (вакуумного масла), но ниже диэлектрической проницаемости всей коллоидной системы (3.5), определенной с помощью методики, описанной в разд. 2. Возможно, влияние на взаимодействие струй может оказывать возникновение трудно обнаруживаемой визуально неустойчивости струйного течения при воздействии магнитного поля, последствия чего не учитывались при расчетах.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально исследовано взаимодействие струй магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях. Предложен метод расчета величины плотности формирующегося на поверхности струй заряда, выдвинуто предположение о механизме его формирования.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания на выполнение НИР, а также при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-03-00312а).

Список литературы

- [1] *Ширяева С.О.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 6. С. 36–41.
- [2] *Ширяева С.О.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 2. С. 45–50.
- [3] *Абрамова К.Б., Русаков А.И., Самуилов С.Л., Семенов А.А.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 11. С. 52–64.
- [4] *Брант Н.Н., Миронова Г.А., Салецкий А.М.* *Электростатика в вопросах и задачах.* М.: Физ. фак. МГУ, 2007. 296 с.
- [5] *Ерин К.В.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 4. С. 133–137.
- [6] *Ерин К.В., Диканский Ю.И.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. № 10. С. 58–65.