

АКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ НА МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Г.В. Карпова, О.В. Лобова, В.М. Пауков,
М.В. Чистяков, В.М. Полунин

Курский государственный технический университет, кафедра физики.
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94. E-mail: polunin_vm@hotmail.ru

1. Упругость магнитожидкостной перемычки.

Измерения частоты колебаний магнитожидкостной перемычки и коэффициента пондеромоторной упругости проводились на установке, схематическое изображение которой показано на рис.1. Капля магнитной жидкости 1 под действием кольцевого магнита 2 перекрывает сечение стеклянной трубки 3. Поршень 4 предназначен для создания перепада давления в воздушной полости 5. Перемещение поршня осуществляется микрометрическим винтом 6. Внутри кольцевого магнита размещена катушка индуктивности 7, используемая как для индикации электромагнитных колебаний, так и для возбуждения упругих колебаний МЖМ; в первом случае 8 – индикатор электромагнитных колебаний, во втором случае - генератор переменного напряжения. Часть трубки 9 осуществляет функцию внешнего резонатора.

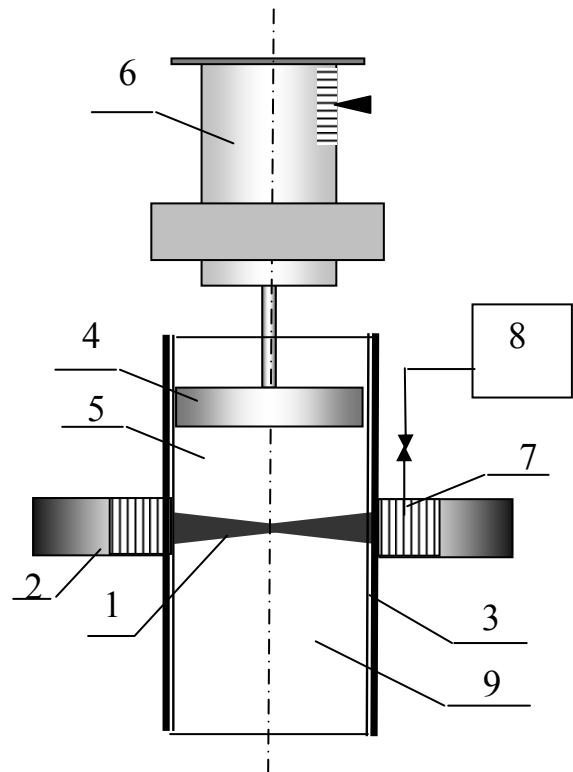


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки

Упругость пондеромоторного типа рассчитывается по формуле [1 - 3]:

$$k_p = 2\mu_0 S M_z \left(\frac{\partial H_z}{\partial z} + \frac{\partial M_z}{\partial z} \right)_{z=-\frac{b}{2}},$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная,
 S – площадь сечения трубки,

M_Z – осевая составляющая намагниченности магнитной жидкости,
 H_Z – осевая составляющая напряжённости магнитного поля кольцевого магнита,

b – толщина МЖ – перемычки.

Эксперимент по определению параметра k_p осуществляется на основе метода «присоединенной полости», сущность которого состоит в следующем.

Последовательно выполняются измерения частоты колебаний при открытой с одного конца трубке ν_1 и закрытой с обоих концов трубке – ν_2 . Эквивалентная механическая модель колебательной системы с присоединённой полостью показана на рис.2.

При открытой с одного конца трубке магнитожидкостная перемычка массой m_f подпружинена упругостью изолированной газовой полости k_g и упругостью пондеромоторного типа k_p . В случае закрытой с обоих концов трубки к указанным двум упругостям добавляется упругость присоединённой газовой полости k_{ac} . Таким образом:

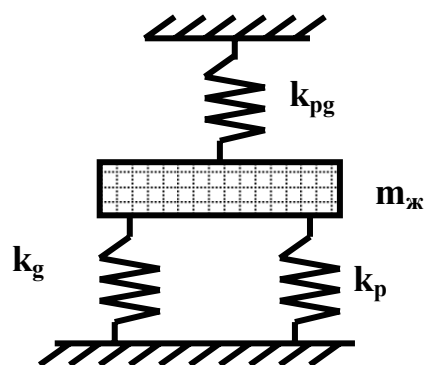


Рис.2. Колебательная система с присоединённой полостью

$$\nu_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_g + k_p}{m_f}},$$

$$\nu_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_g + k_p + k_{ac}}{m_f}},$$

Решая полученную систему уравнений относительно k_p , находим:

$$k_p = \frac{\pi^2 \rho_g c^2 d^4}{16V_{ac}} \cdot \left[\frac{1}{n^2 - 1} - \frac{V_{ac}}{V_0} \right],$$

где V_{ac} – объем присоединенной полости, $n \equiv \nu_2 / \nu_1$.

Значение n возрастает с увеличением отношения k_{ac}/k_g , т.е. с увеличением отношения объемов герметизированной и присоединенной полости. При достаточно большом значении V_0/V_{ac} , n принимает значение нескольких единиц. Приближенно можно считать:

$$k_p \cong \frac{\pi^2 \rho_g c^2 d^4}{16V_{ac} (n^2 - 1)} \quad (1)$$

Если присоединенная полость является частью трубки постоянного сечения, то формула (1) принимает вид:

$$k_p \cong \frac{\pi \rho_g c^2 d^2}{16h_{ac} (n^2 - 1)} \quad (2)$$

Погрешность измерения k_g по методу присоединенной полости:

$$\frac{\Delta k_p}{k_p} = \frac{\Delta \rho_g}{\rho_g} + \frac{2 \cdot \Delta c}{c} + \frac{2 \cdot \Delta d}{d} + \frac{\Delta h_{ac}}{h_{ac}} + \frac{2n \cdot \Delta n}{n^2 - 1}$$

Наибольший вклад в погрешность вносят два последних члена, их сумма находится в пределах 10 – 15%.

В опытах магнитожидкостная перемычка размещается в цилиндрическом горлышке стеклянной колбы. Для образования присоединенной полости применяется герметично притертая пробка. По результатам предварительных измерений полевой зависимости намагниченности магнитных коллоидов получены данные, необходимые при расчете $(k_p)_{теор}$.

Для перемычки на основе образца МЖ получено: $b = 1,68$ см, $M = 34,5$ кА/м, $G = 4,6 \cdot 10^6$ А/м², $\chi = 0,25$ и расчетное значение $(k_p)_{теор} = 100$ Н/м. Экспериментальное значение $(k_p)_{эксп}$ определено по результатам измерения $h_{ac} = 4,64$ см, $n_1 = 24$ Гц, $n_2 = 68$ Гц: $(k_p)_{эксп} = 98$ Н/м.

Расхождение между экспериментальными и расчетными значениями коэффициента пондеромоторной упругости в описанном случае невелико, всего 2%. Однако, учитывая оценочный характер модельных расчетов, а также погрешности принятой методики измерений можно было бы ожидать расхождение порядка одного - двух десятков процентов. По-видимому, в данном случае хорошее соответствие расчетного и измеренного значений k_p , отчасти связано с взаимной компенсацией погрешностей определения отдельных параметров.

2. Нелинейность колебаний МЖ – перемычки.

Линейная связь между смещением намагниченной капли и величиной пондеромоторной силы реализуется лишь в области достаточно малых смещений. С увеличением амплитуды колебаний эта зависимость приобретает выраженный нелинейный характер. При определенных условиях постоянная ангармоничности S получает большие значения, смещается положение равновесия, система теряет устойчивость, связь между каплей жидкости и источником поля необратимо разрушается. Конечно, эффекты нелинейности существенно зависят от конкретной геометрии магнитного поля. Чтобы рассмотреть аналитически данный вопрос воспользуемся известной зависимостью напряженности поля на оси кругового тока H от координаты, отсчитываемой от центра кругового витка. В этом случае поле монотонно убывает, асимптотически стремясь к нулю:

$$H = INR^2 / [2(R^2 + Z^2)^{3/2}],$$

где I - сила тока; N - число витков; R - радиус кругового витка; Z - координата капли.

На каплю магнитной жидкости в форме цилиндра (рис.3) радиуса r_0 и высотой b действует пондеромоторная сила:

$$F_p = \mu_0 \bar{M} V \partial H / \partial Z;$$

где \bar{M} - средняя намагниченность, V - объём.

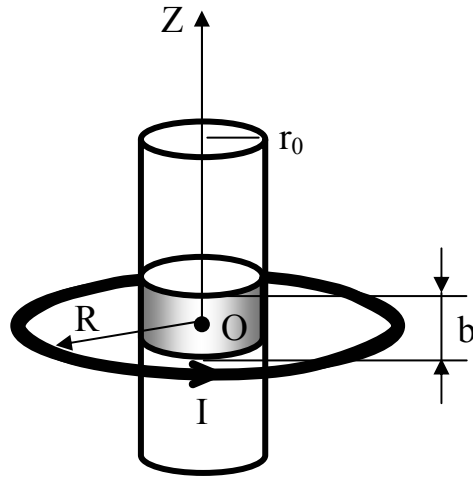


Рис.3 Расчётная модель.

Нелинейные свойства колебательной системы характеризуются постоянной ангармоничности S_a , которая определяется как отношение коэффициентов при квадратичном и линейном членах возвращающей силы:

$$S_a = \frac{5 \cdot A \cdot \frac{Z}{R} \cdot \left(3 - 4 \cdot \frac{Z^2}{R^2}\right)}{2 \cdot R \cdot \left(1 + \frac{Z^2}{R^2}\right)^{9/2} \cdot \left[k_g + \frac{A \cdot \left(1 - 4 \cdot \frac{Z^2}{R^2}\right)}{\left(1 + \frac{Z^2}{R^2}\right)^{7/2}} \right]} \quad (3)$$

С введением безразмерного параметра $Z/R \equiv \tau$ формула (3) принимает вид:

$$S_a = \frac{5 \cdot A \cdot \tau \cdot (3 - 4 \cdot \tau^2)}{2 \cdot R \cdot (1 + \tau^2)^{9/2} \cdot \left[k_g + \frac{A \cdot (1 - 4\tau^2)}{(1 + \tau^2)^{7/2}} \right]} \quad (4)$$

В частности,

1) при $k_g \ll A$:

$$S_a = \frac{5}{2R} \cdot \frac{(3\tau - 4\tau^3)}{(1 + \tau^2) \cdot (1 - 4\tau^2)}, \quad (4-a)$$

2) при $k_g = A/n$ (или $A/k_2 = n$):

$$S_a = \frac{5}{2R} \cdot n \cdot \frac{\tau \cdot (3 - 4\tau^2)}{n \cdot (1 - 4\tau^2) \cdot (1 + \tau^2) + (1 + \tau^2)^{9/2}} \quad (4-b)$$

На рис.4 приведены графики зависимостей $S(\tau)$ для $R = 0,1$ м и $\phi \equiv Z/R$. Здесь 1-график функции $S(\phi)$, если полагать, что упругость системы обусловлена только магнитным взаимодействием капли МЖ с круговым током. При этом $S(\phi)$ резко возрастает и в точке $\tau = 0,5$ претерпевает разрыв. Кривые 2, 3, 4 - если полагать, что капля МЖ подпружинена не только магнитным взаимодействием, но и линейной упругостью столбика газа.

При этом функция $S(\tau)$ становится непрерывной. Кривые зависимости $S(\tau)$ - 2, 3 и 4 характеризуют систему соответственно для случаев: $A/k_g = 2$; $A/k_g = 1$; $A/k_g = 0,5$.

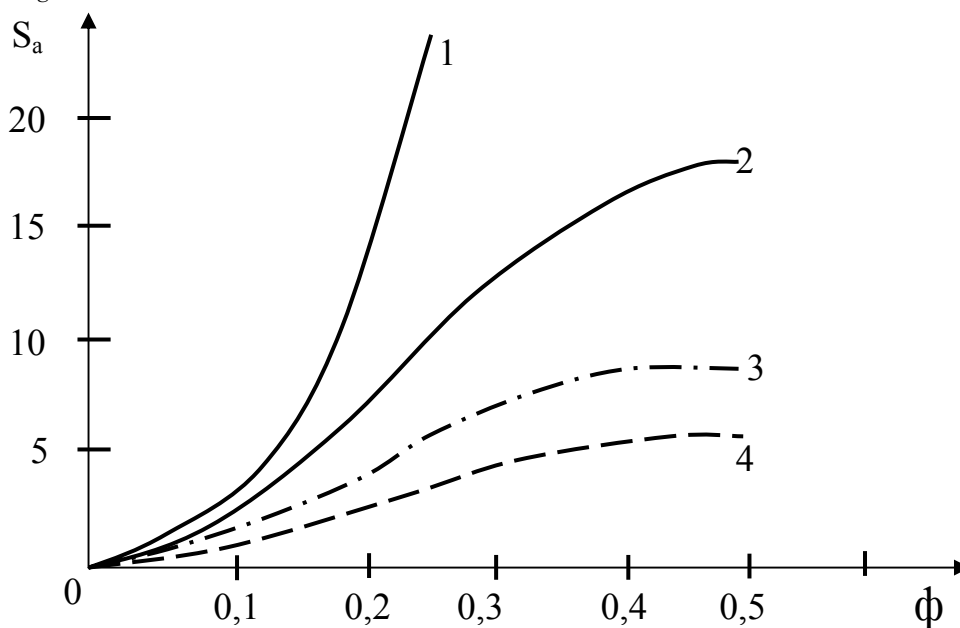


Рис.4. Графики зависимости $S_a(\phi)$.

3. Особенности магнитоакустического эффекта в килogerцевом диапазоне частот.

Если экспериментальным и теоретическим исследованиям МАЭ в мегагерцевом диапазоне посвящено достаточно большое количество работ, то экспериментальному изучению физической природы механизма генерирования колебаний магнитной жидкостью, находящейся в переменном магнитном поле с частотой колебаний в несколько десятков килogerц, очень мало [4 - 7]. Между тем анализ полученных в этой области результатов существенно дополнит имеющиеся представления о физической природе механизма электромагнитного возбуждения упругих колебаний в поляризующихся жидких средах.

На рис.5 показана блок-схема экспериментальной установки для исследования МАЭ в магнитной жидкости в области низких ультразвуковых частот.

Стеклянная труба Г-образной формы 1 заполнена исследуемой магнитной жидкостью 2. Нижний горизонтальный патрубок расположен меж-

ду полюсами лабораторного электромагнита (ФЛ-1) 3, обеспечивающего получение постоянного и достаточно однородного поля. На патрубке коаксиально надета возбуждающая катушка 4. Между катушкой и стеклянной трубкой имеется воздушный зазор ~ 2 мм. Наличие стоячей упругой волны в системе магнитная жидкость – цилиндрическая труба фиксируется с помощью пьезоэлектрической пластинки 5, размещенной на торце металлического стержня волновода 6. Осциллограф 7 С1-117 предназначен для наблюдения переменного электрического напряжения, снимаемого с пьезоэлемента. 8

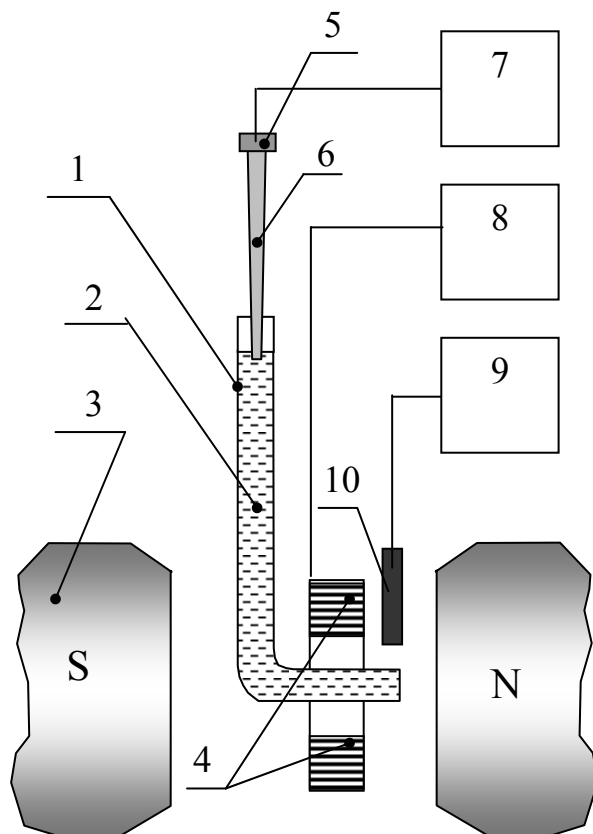


Рис. 5 Схематическое изображение экспериментальной установки

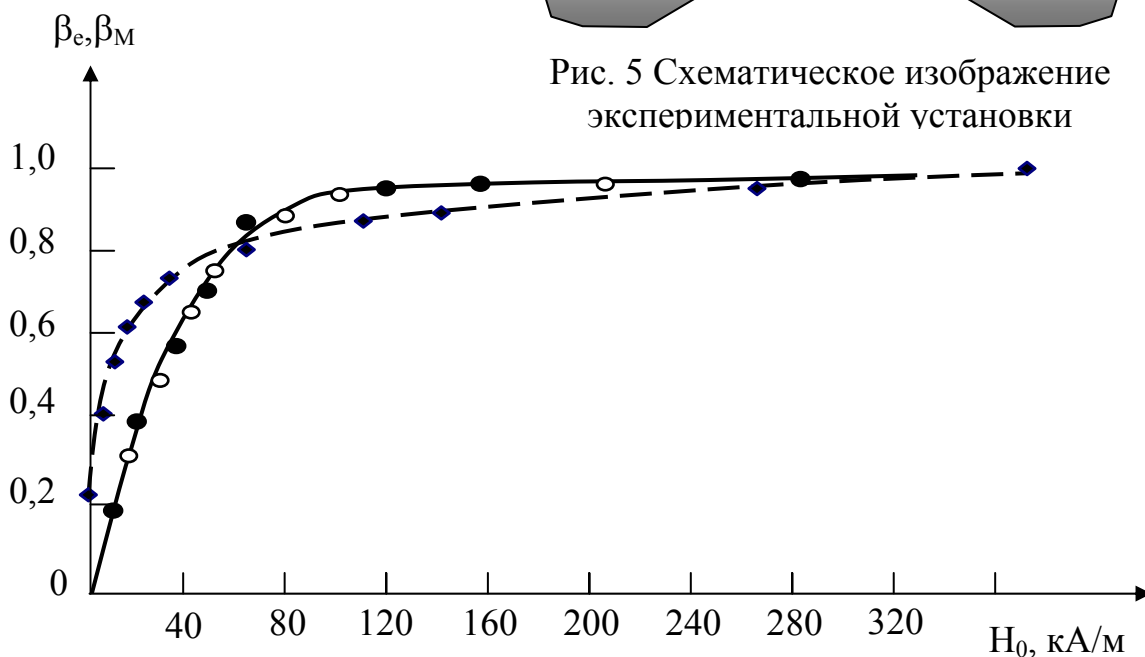


Рис. 6. Графики зависимостей $\beta_E(H)$ и $\beta_M(H)$.

– генератор переменного напряжения (ГЗ-33). Измеритель магнитной индукции 9 с датчиком Холла 10.

На рис.6 приведена зависимость относительной амплитуды β возбуждаемых колебаний от напряженности подмагничивающего поля H_0 для частоты 20 кГц.

Заштрихованные кружки – значения полученные при увеличении напряженности магнитного поля, светлые при уменьшении. При расчете в качестве реперного значения берется максимальная амплитуда синусоидального напряжения, зафиксированного на осциллографе. На этом же рис. приведены результаты измерения относительной намагниченности M/M_{max} (заштрихованные ромбы), при $M_{max} = 49$ кА/м.

Анализ полученных экспериментальных зависимостей указывает на непригодность магнитострикционной модели электромагнитного возбуждения упругих колебаний в магнитной жидкости в килогерцевом диапазоне частот.

Магнитострикционный эффект в обычных многодоменных ферромагнетиках по мере намагничивания имеет выраженный экстремум и уже в сравнительно небольших по напряженности магнитных полях значительно убывает вследствие завершения процесса смещения границ между доменами и поворота магнитных моментов доменов по полю. По полученным экспериментальным данным в области технического насыщения наблюдается качественно иная картина.

Пондеромоторный механизм, как это следует из выражения

$$f_p = \mu_0 M \nabla H_m / \rho,$$

обуславливает действие вынуждающей силы, пропорциональной намагниченности жидкости, что и наблюдается в данном опыте.

Если источником переменного магнитного поля является катушка индуктивности (индуктор), то напряженность магнитного поля H_m согласно закону Био и Савара прямо пропорциональна силе тока I в индукторе. Такой же зависимостью от силы тока I (или при неизменности частоты от величины прикладываемого к индуктору электрического напряжения) характеризуется ∇H_m и пондеромоторная сила f_p .

Пондеромоторный механизм характеризуется также линейной зависимостью амплитуды генерируемого звука от амплитуды переменной составляющей магнитного поля. В рассматриваемом диапазоне частот наличие такой зависимости подтверждается в опытах.

На рис.7 представлены результаты измерений амплитуды осциллограмм e_m для различных значений амплитуды переменного напряжения U_0 и аппроксимирующая прямая.

Таким образом, полученные в килогерцевом диапазоне частот экспериментальные результаты свидетельствуют о доминирующей роли пондеромоторного механизма МАЭ.

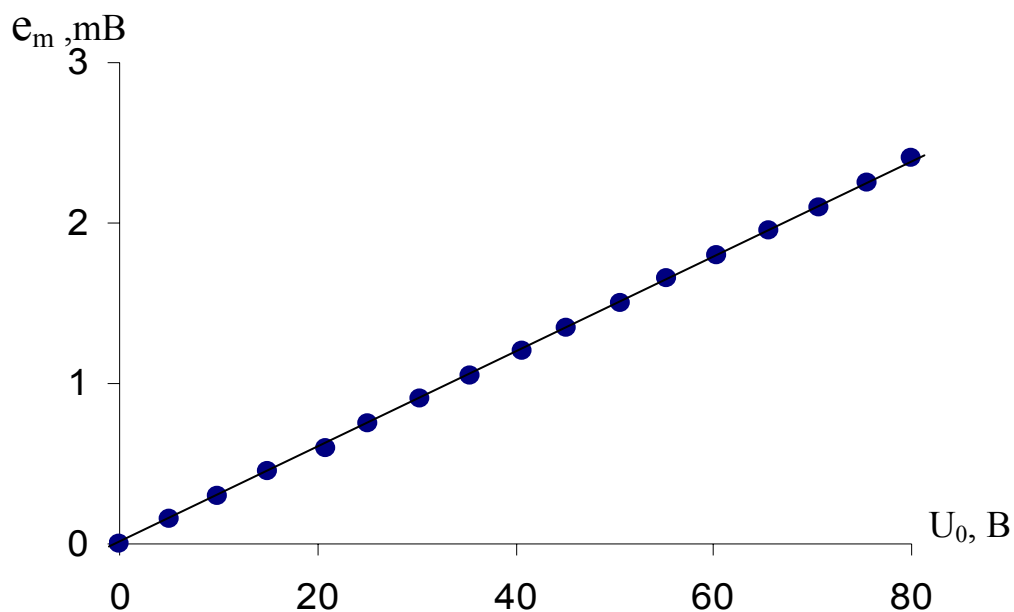


Рис. 7 График зависимости амплитуды e_m упругих колебаний от напряжения U , подаваемого на задающую катушку.

В число вероятных механизмов можно было бы включить механизм уплотнения среды в окрестности ФЧ при ее вращательных колебаниях в переменном магнитном поле. При вращательных колебаниях ФЧ периодически меняется ориентация вытянутых палочкообразных молекул защитной оболочки (число которых по имеющимся данным [8] составляет $\sim 10^3$), в результате чего периодически изменяется плотность их молекулярной оболочки. В окрестности частицы жидкость испытывает периодические растяжения и изменения объема (рис.8 а и б), причем синхронно по всем частицам дисперсной фазы.

Если период колебаний магнитного поля достаточно мал (меньше времени релаксации восстановления равновесной ориентации молекул стабилизатора), то вращательные колебания ФЧ приводят к колебаниям объема жидкости в целом. Действие механизма симметрично относительно угла поворота частицы, т.е. эффект изменения объема должен выражаться четной степенной функцией относительно угла поворота (например, квадратичной зависимостью).

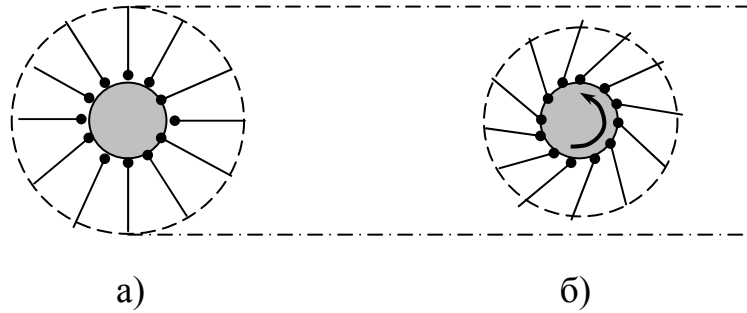


Рис. 8. Ориентация молекул стабилизатора
 а) - в равновесном состоянии;
 б) – в неравновесном состоянии

Время ориентационной релаксации τ [9]:

$$\tau = \frac{\eta W}{6k_o T},$$

где W – коэффициент вращательного трения молекулы; η - сдвиговая вязкость окружающей жидкости; k_o – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Если молекула представляется в виде эллипсоида вращения, то

$$W = v \cdot f\left(\frac{a}{b}\right),$$

где v – объем эллипсоида вращения, f – функция отношения его длины a к поперечнику b . Если частоты, при которых производится эксперимент таковы, что $\omega\tau \gg 1$, то молекулы защитной оболочки оказываются в неравновесном, уплотненном состоянии.

По данным исследований акустического двойного лучепреломления и поглощения ультразвуковых волн в касторовом масле [9], которое главным образом состоит из палочкообразных молекул рициноловой кислоты, получено $\tau = 1.5 \cdot 10^{-7}$ с. Поэтому можно ожидать, что предлагаемый механизм возбуждения колебаний будет наиболее эффективным на частотах $\nu \geq 10^6$ Гц, т.е. в мегагерцевом диапазоне частот.

Конечно, сказанное выше относительно механизма «ориентационного уплотнения» можно рассматривать лишь как предварительное обоснование самой идеи, а для физического обоснования его потребуется разработка адекватной математической модели.

Библиографический список.

1. Карпова G.V., Lobova O.V., Polunin V.M., Postnikov E.B., Zubarev E.K. Resonance properties of magnetic fluid sealants // *Magnetohydrodynamics.*— 2002.— V. 38.— №4.— P. 385-390.
2. Карпова Г.В., Лобова О.В., Постников Е.Б., Полунин В.М., Рослякова Л.И. Упругие свойства магнитожидкостных герметизаторов // Сб. тр. 11 сессии Российского акуст. общества. М.: ГЕОС, 2001.— С. 203-207.
3. Карпова Г.В., Лобова О.В., Пауков В.М., Полунин В.М., Постников Е.Б. Экспериментальное исследование магнитожидкостного резонатора // *Акуст. журн.*— 2002.— Т. 48.— №3.— С. 364-367.
4. Баев А.Р., Прохоренко П.П. Резонансное возбуждение ультразвуковых колебаний в магнитных жидкостях // *ДАН БССР.*— 1978.— Т. 22.— № 3.— С. 242 – 243.
5. Барьяхтар Ф.Г., Хиженков П.К., Дорман В.Л. Динамика доменной структуры магнитных жидкостей // *Физические свойства магнитных жидкостей.* Свердловск: УНЦ АН СССР.— 1983.— С. 50-57.
5. Полунин В.М. К вопросу о резонансном возбуждении колебаний в ферромагнитной жидкости // *Магнитная гидродинамика.*— 1978.— Т.14.— №1.— С. 141-142.
6. Полунин В.М. Об одном методе резонансного возбуждения ультразвуковых колебаний в ферромагнитной жидкости // *Акуст. журн.*— 1978.— Т.24.— № 1.— С. 100-103.
7. Пауков В.М., В.М. Полунин В.М. Полевая зависимость МАЭ в магнитной жидкости. // *Ультразвук и термодинамические свойства вещества.* Курск: КГПУ, 1994.— С. 74 - 76.
8. Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П. Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964.— 514 с.
9. Виноградов А.В. Физико-технические свойства магнитоуправляемых систем на основе высокодисперсных частиц магнетита // Автореф. Дисс. ... канд. хим. Наук / Кубанский ГТУ.— Краснодар, 2004.— 23 с.