

03;08;12

Применение ультразвуковых поверхностных и нормальных волн для измерений параметров технических жидкостей.

I. Измерение сдвиговой вязкости

© М.Б. Гитис, В.А. Чуприн

Научно-промышленная компания „Луч“,
143930 Балашиха, Московская область, Россия
e-mail: vachuprin@mail.ru

(Поступило в Редакцию 12 апреля 2011 г. В окончательной редакции 26 июля 2011 г.)

Рассмотрено влияние вязкости жидкости на распространение нулевой моды горизонтально поляризованной нормальной волны в тонком по сравнению с длиной волны волноводе, погруженном в жидкость. Показано, что в первом приближении по отношению сдвигового импеданса жидкости к сдвиговому импедансу волновода амплитуда такой волны затухает с пройденным расстоянием экспоненциально с коэффициентом затухания, пропорциональным квадратному корню из сдвиговой вязкости жидкости. Проведены численные оценки уменьшения амплитуды волны, обвязанные сдвиговой вязкости жидкости, из которых следует возможность разработки метода ее измерений с высокой чувствительностью. Проведена экспериментальная проверка метода на волноводе в виде алюминиевой ленты толщиной 0.3 mm и длиной 14 cm на частоте 2 MHz. Было установлено, что уменьшение амплитуды принятого сигнала при погружении волновода в дистиллированную воду (табличное значение сдвиговой вязкости $1.05 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$) по сравнению с амплитудой в ненагруженном волноводе составляет 0.42 dB, что может рассматриваться как характеристика чувствительности экспериментального устройства. Описана методика калибровки датчика. Проведены измерения сдвиговой вязкости в растворах сахарозы в дистиллированной воде. Результаты экспериментов качественно хорошо согласуются с теоретическими оценками.

Введение

Постоянный мониторинг состояния технических жидкостей является важной составной частью систем управления разнообразными технологическими процессами в промышленности и основой для оценки их технологической пригодности при эксплуатации. Текущее состояние жидкости оценивается, как правило, путем сравнения ее физических, химических и прочих параметров, постоянно измеряемых с достаточной точностью, с их заданными значениями. Одним из наиболее часто контролируемых и информативных физических параметров технических жидкостей являются плотность ρ и сдвиговая вязкость η . Несмотря на наличие разнообразных методов измерения этих параметров, требование сохранения работоспособности и точностных характеристик средств измерений при их использовании непосредственно в технологическом процессе существенно сужает круг подходящих первичных преобразователей из-за необходимости выполнять измерения в условиях высоких температур, агрессивности и/или токсичности объектов контроля и т.д. В этих условиях применение ультразвуковых преобразователей в качестве первичных датчиков контроля качества технических жидкостей оказывается достаточно эффективным, и рынок их сбыта постоянно расширяется [1].

Промышленное применение ультразвуковых методов измерения параметров жидких сред основывается на измерениях в них скорости распространения c и коэффициента затухания α^L упругой волны, а также продольно-

го Z^L и сдвигового Z^S волновых импедансов. Установить количественную связь c и/или α^L с плотностью ρ и сдвиговой вязкостью η оказывается, однако, весьма трудным из-за мешающего влияния многих факторов. Так, известно [2], что даже в случае однородных жидкостей в мегагерцовом диапазоне частот скорость звука в жидкости зависит от произведения плотности и равновесной сжимаемости β_0 :

$$c = \sqrt{\frac{1}{\beta_0 \rho}}, \quad \beta_0 \approx \beta_\infty + \beta_{\text{rel}}, \quad (1)$$

а коэффициент затухания определяется примерно равными и одинаково зависящими от частоты вкладками сдвиговой η и объемной ξ вязкостей:

$$\alpha^L = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left(\frac{4}{3} \eta + \xi \right), \quad \xi = K^{\text{rel}} \tau, \quad (2)$$

где β_∞ и β_{rel} — мгновенная и релаксационная сжимаемости, $K^{\text{rel}} = 1/\beta_{\text{rel}}$, τ — время релаксации процесса, дающего главный вклад в объемную вязкость. Все эти величины, как правило, изменяются в ходе наблюдаемого технологического процесса. Поэтому использовать для измерения скорости и коэффициента затухания однородных жидкостей удастся лишь в тех случаях, когда имеются дополнительные априорные сведения о параметрах, входящих в соотношения (1), (2), или когда целью контроля является фиксация моментов скачкообразных изменений свойств жидкости, например, полимеризация, затвердевание и т.д.

Другой более эффективный подход в ультразвуковых измерениях плотности и сдвиговой вязкости однородных жидкостей основан на измерениях продольного $Z^L = \rho c$ или сдвигового $Z^S = \sqrt{i\omega\rho\eta}$ ($i = \sqrt{-1}$) волновых импедансов исследуемых жидкостей. Как правило, неизвестный импеданс Z_x вычисляется из измеренных коэффициентов отражения (или прохождения) плоской волны при ее нормальном падении на границу раздела волновод (среда с известными акустическими параметрами)/исследуемая жидкость

$$Z_x = Z_W^{L,S} \frac{1 + R^{L,S}}{1 - R^{L,S}}. \quad (3)$$

Здесь $R^{L,S}$ — коэффициенты отражения соответственно продольной или сдвиговой волн при их нормальном падении на границу раздела, равные отношению амплитуд падающей и отраженной волн, $Z_W^{L,S}$ — соответственно продольный или сдвиговой волновой импеданс волновода. Для измерения продольного импеданса используются продольные волны, а сдвигового — сдвиговые волны, поляризованные в плоскости границы раздела.

Теоретические оценки точности таких измерений плотности и вязкости требуют специального рассмотрения каждой акустической схемы устройства и, вероятно, могут дать только порядок величины ошибок измерений, так как основываются на сильно упрощенных моделях (например, колебания источника падающей волны предполагаются поршневыми и т.д.). Однако на таком пути можно оценить предельные значения достижимой точности измерений.

Очевидно, что для вычисления абсолютных значений вязкости по измеренным значениям сдвигового импеданса промышленный ультразвуковой вискозиметр должен включать в себя также блок измерения плотности жидкости. В свою очередь, для вычисления плотности измерения продольного импеданса должны быть дополнены независимыми измерениями скорости звука в исследуемой жидкости. Поэтому весьма актуальным является вопрос о совместимости технических реализаций используемых измерений, поскольку оптимизация измерений Z^L и Z^S выдвигает противоречивые требования к аппаратуре. В частности, численные оценки показывают, что в нижнем мегагерцовом диапазоне частот для мало- и средневязких жидкостей ($\eta < 0.1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$) $\text{Re } Z^S \ll Z^L$, и для измерения сдвигового импеданса используются повышенные по сравнению с измерениями плотности частоты (порядка 10 МГц и выше) [3]. Вискозиметр, в котором измеряются одновременно оба импеданса и скорость звука в жидкости, описан в [4]. Однако реализованная точность таких измерений вязкости была не лучше нескольких процентов, что является типичным для такого типа измерений и сильно затрудняет применение таких устройств для решения многих технических задач.

Возможности повышения точности ультразвуковых измерений сдвигового импеданса жидкостей путем измерения влияния жидкости на собственную частоту и

добротность плоского преобразователя сдвиговых волн и цилиндрического пьезоэлектрического резонатора изучались в [5] и [6] соответственно. Однако несмотря на существенное улучшение точности измерений применение их на практике сильно ограничено из-за прямого акустического контакта поверхности резонатора с исследуемой жидкостью.

В последние годы сформировалось другое направление увеличения влияния плотности и вязкости жидкости на амплитуду информативных ультразвуковых сигналов. В нем используются волны, распространяющиеся вдоль границы волновода, имеющие акустический контакт с исследуемой жидкостью. В настоящее время такой подход реализован в так называемых микродатчиках (microsensors) [7,8]. Типовая конструкция такого микродатчика включает в себя плоский волновод (пластинку) из пьезоэлектрического, обычно монокристаллического материала подходящей кристаллографической ориентации, на который нанесены один или несколько встречно-штыревых преобразователя. Эти преобразователи возбуждают в волноводе в зависимости от его кристаллографической ориентации и соотношения между длинами волн и толщиной волновода упругие волны различных типов: поверхностные волны, толщинные сдвиговые волны, собственные акустические моды пластин, изгибные волны. Если измерить параметры волн, распространяющихся в волноводе, например их скорость и амплитуду в вакууме, а затем обеспечить акустический контакт поверхности волновода с исследуемой жидкостью, то изменения этих параметров после соответствующей калибровки содержат информацию о свойствах жидкости. Однако применение микродатчиков для измерения численных значений физических свойств жидкости сталкивается с целым рядом проблем. Во-первых, известно [9], что практически при любом способе создания начального распределения механических напряжений на некотором конечном участке поверхности одновременно с перечисленными выше волнами, локализованными на поверхности, рождаются объемные волны. Все эти волны, распространяясь в волноводе, имеют акустический контакт с жидкостью, испытывают различное влияние этого контакта. Хотя по мере удаления от источника все волны затухают быстрее, чем поверхностные, легко видеть, что вследствие малости размеров волновода микродатчиков в направлении распространения волн электрический отклик на приемнике формируется интерференцией всех волн. Поэтому получение численных значений продольного волнового импеданса из экспериментальных результатов возможно только после специальной калибровки на жидкостях, свойства которых близки к свойствам жидкости, подлежащей контролю, и предполагая, что все параметры жидкости, кроме соответствующего волнового импеданса, во время технологического процесса не меняются. Во-вторых, проблема возникает при контроле жидкостей на водной основе, так как диэлектрические потери в такой жидкости дают существенный вклад в результаты

измерений. Кроме того, как отмечалось, контролируемые жидкости могут быть агрессивными и, как результат, разрушить конструкцию микродатчика. Отмеченные выше проблемы сильно затрудняют применение микродатчиков для технических целей, хотя, выбирая тот или другой тип возбуждаемых волн, можно оптимизировать отклик микродатчика на изменения продольных или сдвиговых волновых импедансов.

Наиболее перспективным представляется подход, основанный на применении горизонтально поляризованных нормальных плоских волн, возбуждаемых в непьезоэлектрическом волноводе, погруженном в исследуемую жидкость [10]. При этом волны генерируются таким образом, чтобы их волновой вектор лежал в плоскости контакта волновод–(исследуемая жидкость). Для таких геометрий появляется возможность существенно увеличить эффективность взаимодействия волны с жидкостью.

Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованиям возможностей повышения точности ультразвуковых вискозиметров на базе горизонтально поляризованных нормальных плоских волн и оптимизации их акустического тракта.

Теоретический анализ распространения горизонтально поляризованных нормальных волн в контакте с жидкостью

Рассмотрим распространение горизонтально поляризованных нормальных волн (ГПНВ) в тонком прямоугольном волноводе (пластине), погруженном в жидкость.

Предварительно отметим, что если ГПНВ распространяются в акустически ненагруженном прямоугольном волноводе (пластине), в котором ось x совмещена с направлением распространения волны и ось z перпендикулярна к поверхностям пластины, то смещения в симметричной нормальной волне имеют вид [11]

$$u_y = A_y^W \cos(\beta z) \exp(\gamma x - \omega t), \quad (4)$$

где A_y^W — произвольная константа, которая определяется условиями возбуждения волны, ω — круговая частота, β и γ — параметры распространения. В пренебрежении затуханием в материале пластины параметры распространения связаны соотношением

$$\beta^2 + \gamma^2 = \frac{\omega^2}{c_t^2}, \quad (5)$$

где c_t — скорость сдвиговой волны. В направлениях x и y пластина считается неограниченной, а в направлении z она ограничена плоскостями $z = \pm b$. Для нулевой симметричной моды $\beta = 0$, и поэтому она представляет собой сдвиговую волну, распространяющуюся в направлении x со скоростью c_t :

$$u_y = A_y^W \exp\left(\frac{\omega}{c_t} x - \omega t\right). \quad (6)$$

Если пластину погрузить в жидкость, то ее поверхность, соприкасающаяся с поверхностью волновода, также придет в движение с колебательной скоростью v . В результате на поверхность волновода со стороны жидкости действует сила трения, рассчитанная в [12]:

$$\sigma_{\text{fric}} = \sqrt{\frac{\omega \eta \rho}{2}} (i - 1)v,$$

$$v = A_y^L \exp\left[\frac{z-b}{\delta} + i\left(\gamma x - \frac{z-b}{\delta} - \omega t\right)\right]; \quad \delta = \sqrt{\frac{2\eta}{\omega \rho}}. \quad (7)$$

Разумеется, контакт с жидкостью, плотность которой ρ и вязкость η , изменяет граничные условия на поверхности волновода. Однако учитывая малость сдвигового импеданса жидкостей по сравнению со сдвиговым импедансом твердых тел для нижнего мегагерцового диапазона частот, будем в первом приближении полагать, что смещения в симметричной моде по-прежнему описываются формулой (4), в которой, однако, параметры распространения должны удовлетворять новым (по сравнению со свободной пластиной) граничным условиям. На граничных поверхностях должно выполняться равенство колебательных скоростей и касательных напряжений по обе стороны границы. Тогда

$$v(z = \pm b) = \frac{\partial u_y(z = \pm b)}{\partial t}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{zy}^W(z = b) &= \mu \frac{\partial u_y}{\partial z}(z = b) \\ &= -A_y^W \mu \beta_1 \sin(\beta_1 b) \exp i(\gamma_1 x - \omega t) = \sigma_{\text{fric}}, \end{aligned} \quad (9)$$

где β_1 и γ_1 — новые значения параметров распространения, учитывающие влияние контакта с жидкостью, μ — модуль сдвига волновода. Подставляя (7) в граничное условие (9) с учетом граничного условия (8), например, для $z = b$, получаем

$$-\beta_1 \sin(\beta_1 b) = \frac{\omega}{\mu} \sqrt{\frac{\omega \eta \rho}{2}} (1 + i) \cos(\beta_1 b). \quad (10)$$

Так как модуль выражения в правой части уравнения (10) много меньше единицы и учитывая, что в отсутствие жидкости $\beta = 0$ для нулевой симметричной моды ГПНВ, можно $\sin \beta_1 b$ и $\cos \beta_1 b$ разложить в ряд и ограничиться в первом приближении линейными членами. Тогда из (5) с учетом этого получаем

$$\gamma_1^2 = \frac{\omega^2}{c_t^2} \left(1 + \frac{1+i}{\rho^W \omega b} \sqrt{\frac{\omega \eta \rho}{2}}\right). \quad (11)$$

Если ограничиться только линейными по $\sqrt{(\omega \eta \rho)}/\rho^W \omega b$ слагаемыми, то можно найти

$$\text{Re } \gamma_1 \approx \frac{\omega}{c_t} \left(1 + \frac{1}{2\rho^W \omega b} \sqrt{\frac{\omega \eta \rho}{2}}\right), \quad \text{Im } \gamma_1 = \frac{\sqrt{\omega \eta \rho}}{2\sqrt{2}\rho^W c_t b}. \quad (12)$$

Легко показать, что полученный результат не отличается от непосредственного расчета потерь энергии нулевой модой нормальной волны за счет вязких волн, возбуждаемых ею в жидкости. Действительно, средняя по времени диссипация энергии \bar{E}_{fric} , отнесенная к единице времени, связанная с колебаниями одной твердой поверхности в вязкой жидкости, равна среднему значению произведения силы трения на колебательную скорость [12]:

$$\bar{E}_{\text{fric}} = \frac{v^2(z = b)}{2} \sqrt{\frac{\omega\eta\rho}{2}} S^W, \quad (13)$$

где S^W — площадь рассматриваемого элемента поверхности.

С другой стороны, средняя по времени энергия волны равна ее удвоенной средней кинетической энергии, т. е. [13]

$$\bar{E} = 2\rho^W \int_{-b}^b (v^2)_{\text{aver}} S^W dz.$$

Учитывая, что суммарные значения теряемой волной энергии равно удвоенной \bar{E}_{fric} , коэффициент затухания волны рассчитывается как [13]:

$$\alpha_{sm} = \frac{\bar{E}_{\text{fric}}}{c_t \bar{E}}. \quad (14)$$

Подставляя в формулу (14) значения колебательной скорости из (4), находим α_{sm} , совпадающее с рассчитанным выше значением $\text{Im}(\gamma_1)$. Таким образом, амплитуды волны A , прошедшей в волноводе, погруженном в жидкость (путь L), уменьшается по экспоненциальному закону

$$A = A_0 \exp\left(-\frac{Z^S L}{2\sqrt{2}Z_W^S b}\right), \quad (15)$$

$$Z^S = \sqrt{\omega\eta\rho}, \quad Z_W^S = \rho_W c_t.$$

Если в разложении $\sin \beta_1 b$ и $\cos \beta_1 b$ удерживать следующие члены, то можно показать, что с точностью до квадратных членов получаем

$$\text{Re } \gamma_1 \approx \frac{\omega}{c_t} \left[1 + \frac{1}{2\rho^W \omega b} \sqrt{\frac{\omega\rho\eta}{2}} + \frac{3}{8} \left(\frac{1}{\rho^W \omega b} \sqrt{\frac{\omega\rho\eta}{2}} \right)^2 \right], \quad (16a)$$

$$\text{Im } \gamma_1 = \frac{\sqrt{\omega\eta\rho}}{2\sqrt{2}\rho^W c_t b} + \frac{1}{4} \left(\frac{\sqrt{\omega\eta\rho}}{\sqrt{2}\rho^W c_t b} \right)^2. \quad (16b)$$

Так как условие $L/b \gg 1$ может быть легко выполнено, то теоретическая чувствительность рассмотренного метода измерения сдвиговой вязкости, основанного на измерении коэффициента затухания симметричной ГПНВ в погруженном в жидкость волноводе, оказывается существенно выше, чем у метода, основанного на измерениях коэффициента отражения объемных сдвиговых волн от границы раздела волновод/жидкость.

Эксперимент

В соответствии с формулой (16) влияние вязкости жидкости на амплитуду принимаемой ГПНВ растет с уменьшением численных значений сдвигового волнового импеданса волновода и его толщины. Поэтому геометрия возбуждения ГПНВ с помощью пьезопластины, приклеенной к торцу прямоугольной пластины [14] и возбуждающей в ней сдвиговые волны, представляется мало эффективной. В наших экспериментах использовалась алюминиевая лента толщиной 0.3 mm, в которой ГПНВ возбуждались и принимались с помощью наклонного ультразвукового преобразователя. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Наклонный преобразователь 1 представлял собой призму из оргстекла, к которой приклеивалась пьезопластина на частоту 2 МГц, излучавшая и принимавшая сдвиговые волны. Угол призмы был рассчитан для оптимального возбуждения нулевой моды ГПНВ. Для обеспечения высокой чувствительности измерений, т. е. выполнения условия $L \gg b$, длина ленты была выбрана 14 см. Лента 2 герметично клеивалась в сосуд 3 , который заполнялся исследуемыми жидкостями. Чтобы уменьшить размеры измерительного устройства, часть ленты, находившаяся в сосуде, складывалась гармошкой. Таким образом, во всех измерениях обеспечивалось постоянное расстояние, на котором осуществлялось взаимодействие ГПНВ с жидкостями. Ультразвуковые импульсы возбуждались с помощью ударного генератора, т. е. заряженный конденсатор разряжался через управляемый ключ на ультразвуковой преобразователь. Параллельно преобразователю подключалась индуктивность, образующая вместе с емкостью преобразователя колебательный контур. Частота контура и его добротность подбирались таким образом, чтобы обеспечить форму принимаемого сигнала, близкую к колоколообразной.

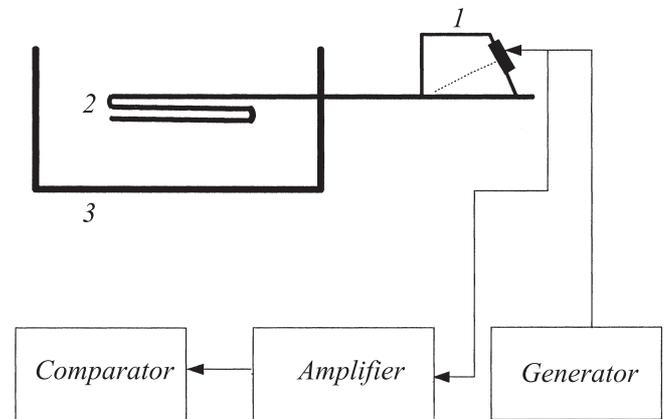


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. 1 — наклонный преобразователь, 2 — лента, 3 — сосуд.

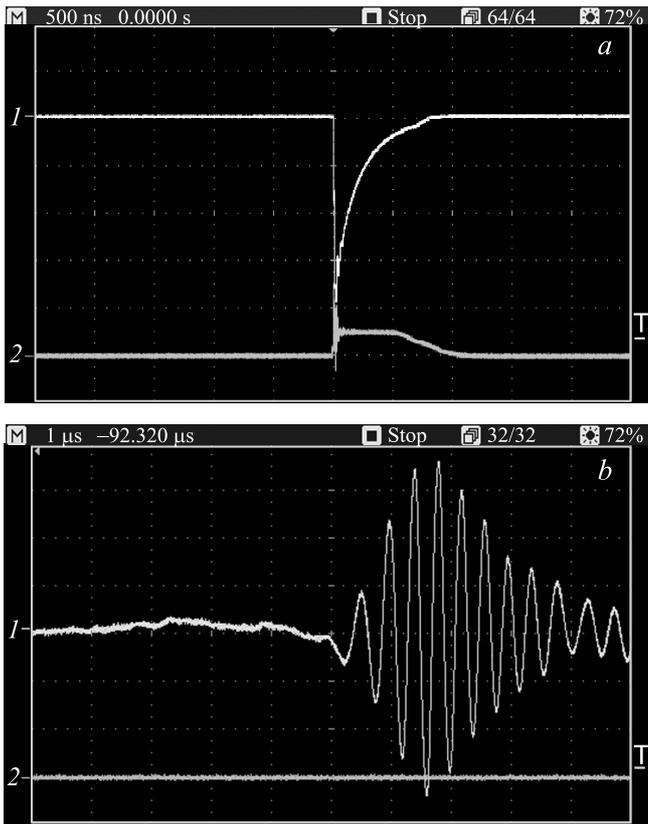


Рис. 2. Осциллограммы электрических сигналов: *a* — на выходе возбуждающего генератора, *b* — на выходе усилителя.

На рис. 2 приведены осциллограммы электрических сигналов, наблюдаемых на экране осциллографа LeCroy WaveJet 322 на выходе генератора (рис. 2, *a*) и на выходе усилителя (рис. 2, *b*).

Максимальное значение принимаемых импульсов измерялось аналоговым способом. Пороговое устройство обладало порогом срабатывания (1000 ± 1) мВ. Коэффициент усиления K линейного усилителя регулировался постоянным напряжением U_0 . Градуировка зависимости $K(U_0)$ производилась с помощью прецизионного аттенюатора и вольтметра. Суммарная относительная погрешность измерения максимального значения принимаемых импульсов составляла $\pm 0.5\%$.

Измерениям неизвестного сдвигового импеданса жидкости предшествовала калибровка, целью которой было исключение влияния на амплитуду принимаемых сигналов двух факторов, также вызывающих ее уменьшение, но не связанных однозначно со свойствами жидкости: дифракционное расхождение ультразвукового пучка и поглощение энергии пучка за счет вязких и тепловых потерь при распространении вдоль волновода.

Предварительно отметим, что в соответствии с формулой (16), скорость нормальной волны слабо зависит от свойств жидкости. Численные оценки по формуле (16) показывают, что акустический контакт нулевой

моды ГПНВ с жидкостью с вязкостью $0.05 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ изменяет ее скорость распространения в алюминиевой ленте толщиной 0.1 mm на $0.07\text{--}0.1\%$. Эти оценки хорошо согласуются с непосредственными измерениями скоростей распространения ГПНВ по времени их распространения. Измерения временного интервала производились осциллографом LeCroy WaveJet 322 по следующей методике. Фронт принимаемого эхо-сигнала регулятором задержки развертки доводился до середины экрана по оси x (рис. 2, *b*). При этом в левом верхнем углу экрана осциллографа (рис. 2, *b*) индицируется величина временного сдвига этого эхо-сигнала относительно момента появления возбуждающего сигнала на выходе генератора (рис. 2, *a*).

В волноводе со свободной поверхностью время распространения ГПНВ в вышеописанном волноводе при 20°C составляет $92\,320 \text{ ns}$. При контакте с дистиллированной водой и с машинным маслом это время изменялось на $(80 \pm 5) \text{ ns}$ и $(110 \pm 5) \text{ ns}$.

Легко показать, что при условиях, соответствующих эксперименту, влиянием изменения длины волны ГПНВ на дифракционное уменьшение амплитуды принимаемых сигналов можно пренебречь. Действительно, в соответствии с расчетами, выполненными в [15], амплитуда волны, распространяющейся вдоль поверхности волновода на расстояние L в дальней зоне, уменьшается в 10 раз при изменении численного значения нормализованного безразмерного расстояния — $\bar{L} = L/(W^2/\lambda)$ (W — ширина зоны, возбуждаемой преобразователем) от 1 до 100. Численные оценки дают, что при условиях, соответствующих эксперименту (частота 2 MHz и $W \approx 1 \text{ cm}$), — $L \approx 3$. Поэтому изменение \bar{L} на 0.1% сопровождается изменением амплитуды $\sim 0.01\%$ (расчеты [15] показывают, что в логарифмическом масштабе зависимость уменьшения амплитуды от расстояния практически линейная). В то же время отношение амплитуды сигналов A_{air} к A_{cal} , измеренных в соответственно ненагруженном и нагруженном волноводах, составляет при тех же условиях $8\text{--}10 \text{ dB}$ и более. Иными словами, при обработке экспериментальных результатов можно полагать, что отношение амплитуд сигналов A_{air} к A_{cal} определяется только сдвиговым импедансом жидкости.

Вследствие весьма малого изменения скорости распространения ГПНВ использование его (изменения) в качестве информативного параметра для дальнейшего расчета вязкости представляется как трудно реализуемым из-за необходимости высокой точности измерений и сильного влияния возможных градиентов температуры, так и малоэффективным по сравнению с измерениями много больших изменений амплитуды сигналов.

Таким образом, нахождение сдвигового импеданса жидкостей включает три шага. Предварительно измеряются и запоминаются амплитуды сигналов в отсутствие жидкости и при заполнении сосуда жидкостью с известными вязкостью и плотностью — A_{air} и A_{cal} . В качестве

такой калибровочной жидкости использовалась дистиллированная вода. Тогда

$$r = \frac{1}{Z_{\text{cal}}^S} \ln \frac{A_{\text{cal}}}{A_{\text{air}}}, \quad (17)$$

где через r обозначен коэффициент перед сдвиговым импедансом жидкости в первом слагаемом формулы (16, b) и Z_{cal}^S — импеданс калибровочной жидкости. Затем сосуд заполняется исследуемой жидкостью. После такой калибровки сдвиговый импеданс исследуемой жидкости Z_x^S рассчитывается как

$$Z_x^S = Z_{\text{cal}}^S \left[\left(\ln \frac{A_{\text{cal}}}{A_x} / \ln \frac{A_{\text{air}}}{A_{\text{cal}}} \right) + 1 \right], \quad (18)$$

где A_x — амплитуда принятого сигнала при заполнении сосуда исследуемой жидкостью.

Погрешность измерений сдвиговой вязкости при использовании ГПНВ проверялась на растворах сахарозы в дистиллированной воде. Температура измерений поддерживалась с точностью $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Чтобы избежать влияния градиентов температуры на результаты измерений, растворы выдерживались в сосуде при температуре измерений в течение 30 min.

Заполнение сосуда дистиллированной водой ($\eta = 1.05 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ [15]) приводило к уменьшению амплитуды сигнала по сравнению с ненагруженным волноводом на 0.42 dB. Это значение может рассматриваться, как чувствительность описанной выше реализации устройства. После калибровки измерения амплитуд принимаемых сигналов производились в 40-, 50- и 60%-ом растворах сахарозы в дистиллированной воде при температурах 20 и 40°C. Затем Z_x^S рассчитывался по формуле (18). Соответствие используемых растворов табличным контролировалось по независимым измерениям плотности $\rho_{\text{exp}}/\rho_{\text{tabl}}$ пикнометром при 20°C: 40%-ый раствор $\rho_{\text{exp}}/\rho_{\text{tabl}} = (1.180 \text{ g/cm}^3)/(1.17651 \text{ g/cm}^3)$; 50%-ый раствор $\rho_{\text{exp}}/\rho_{\text{tabl}} = (1.231 \text{ g/cm}^3)/(1.22964 \text{ g/cm}^3)$; 60%-ый раствор $\rho_{\text{exp}}/\rho_{\text{tabl}} = (1.300 \text{ g/cm}^3)/(1.28661 \text{ g/cm}^3)$.

Различие значений вязкости, рассчитанных по результатам многократных ультразвуковых измерений сдвигового импеданса и пикнометрических измерений плотности, от ее табличных значений не превышало 0.8% при измерениях на 40%- и 50%-ом растворах (табличные значения вязкости $\eta_{40\%} = 6.167 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ и $\eta_{50\%} = 15.43 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ при 20°C) и 0.5% при измерениях на 60%-м растворе (табличное значение вязкости $\eta_{60\%} = 58.49 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$). Можно полагать, что эти погрешности в основном определяются погрешностями измерения амплитуды.

В экспериментах, когда изменение вязкости достигалось изменением температуры, в качестве калибровочных использовались измерения в том же растворе при 20°C с табличными [15] значениями плотности и вязкости, а затем жидкость нагревалась до 40°C. При

расчете вязкости по измеренным значениям сдвигового импеданса использовались табличные значения плотности при обеих температурах. Разброс измеренных таким образом значений сдвиговой вязкости находился в пределах 0.6% по отношению к ее табличным значениям.

Заключение

Таким образом, эксперимент подтверждает теоретические выводы о возможности существенного повышения точности измерения сдвигового импеданса при использовании нулевой моды горизонтально поляризованных нормальных волн, распространяющихся в длинном тонком волноводе.

С точки зрения практического использования полученных результатов можно отметить две возможности. Учитывая высокую чувствительность вязкости к процессам, происходящим в жидкости по сравнению с плотностью (старение горюче-смазочных материалов в процессе эксплуатации, коагуляция, химические технологические реакции и т.д.), возможно использование сдвигового импеданса как чувствительного параметра, характеризующего состояние жидкости. В тех же случаях, когда определяющим фактором является абсолютное значение сдвиговой вязкости, измерение сдвигового импеданса должно быть дополнено независимыми ультразвуковыми измерениями плотности. В последнем случае наряду с точностью измерений, разумеется, важна также аппаратная совместимость обоих методов.

Список литературы

- [1] Hauptmann P., Hoppe N., Püttmer A. // Measurement Science and Technology. 2002. Vol. 13. P. R73–R83.
- [2] Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П. Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964. 514 с.
- [3] Moore R.S., McSkimin H.J. // Physical Acoustics. NY: Academic Press. 1970. Vol. VI. P. 167–243.
- [4] Sheen S.Z., Chien H.T., Raptis A.C. // Rev. of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation. 1995. Vol. 14A. P. 1151–1158.
- [5] Reed C.E., Kanazawa K.K., Kaufman J.H. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. P. 1993–2001.
- [6] Kielczynski P., Pajewski W., Szalewski M. // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control. 2003. Vol. 50. P. 230–236.
- [7] Ballantine D.S., White R.W., Ricco S.J., Zellers E.T., Frye G.C., Wohltjen Z. Acoustic wave sensors. San Diego: Academic, 1997. 430 p.
- [8] Länge K., Rapp B., Rapp M. // Anal Bioanal. Chem. 2008. Vol. 391. P. 1509–1519.
- [9] Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966. 168 с.
- [10] Физическая акустика. Под ред. У. Мезона. Т. 1а. М.: Мир, 1966. С. 140–203.

- [11] *Harrison G., Barlow A.J.* // Method of Experimental Physics. 1981. Vol. 19. P. 159–166.
- [12] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
- [13] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
- [14] *Hunston D.L., Knauss C.J., Palmer M.B., Myers R.R.* // Trans. Soc. Rheol. 1972. Vol. 16. P. 45–57.
- [15] Ullmann's Enciclopedia of Industrial Chemistry. Berlin: VCH. 1994. Vol. A25. P. 350–351.