



ФГБУН Институт физического материаловедения Сибирского
отделения Российской академии наук



National Research
Tomsk
State
University

Центр радиоизмерений Национального исследовательского
Томского Государственного Университета

Способ определения комплексной диэлектрической проницаемости жидких диэлектриков со слабым поглощением в диапазоне 22-40 ГГц

Зав. лабораторией радиозондирования
природных сред ИФМ СО РАН,
к.ф.-м.н. Атутов Евгений Борисович

670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой 6,

E-mail: evgeniy_atutov@mail.ru

634050, г. Томск, ул. Ленина 36,

E-mail: korovin_ey@mail.tsu.ru

I. Какой научный, технологический и организационный задел сделал ее возможной, и какие действия, ранее предпринятые в организации, привели к появлению такого задела?

Решение задачи Френеля и собственные волны в однородных, изотропных, поглощающих средах.

1. Lomukhin Yu.L., Atutov E. B., Butukhanov V. P. Backward Reflection in the Fresnel Problem //

IEEE Transaction on Antennas and Propagation. 2018. V.66. No.4. P.1838-1845.

DOI:10.1109/TAP.2018.2800643

$$\Delta \vec{\mathbf{E}}_1 - \frac{\varepsilon_1 \mu_1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathbf{E}}_1}{\partial t^2} = 0$$

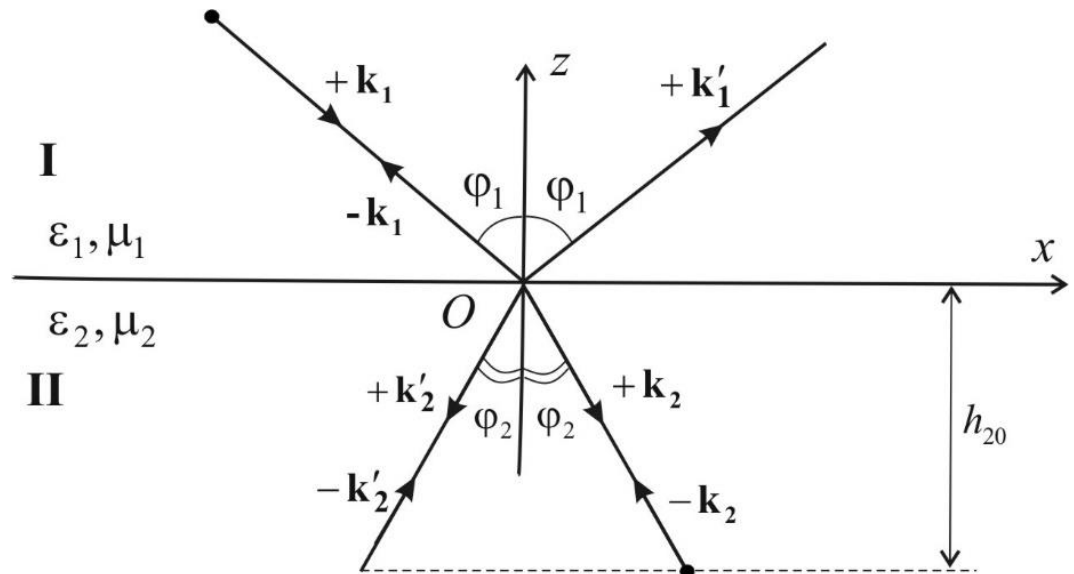
$$\Delta \vec{\mathbf{E}}_2 - \frac{\varepsilon_2 \mu_2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathbf{E}}_2}{\partial t^2} = 0$$

$$\vec{\mathbf{E}}_1 = \vec{\mathbf{A}}_1 e^{-i(\vec{k}\vec{r})} + \vec{\mathbf{B}}_1 e^{i(\vec{k}\vec{r})}$$

$$\vec{\mathbf{E}}_2 = \vec{\mathbf{A}}_2 e^{-i(\vec{k}\vec{r})} + \vec{\mathbf{B}}_2 e^{i(\vec{k}\vec{r})}$$

$$[\vec{\mathbf{n}}(\vec{\mathbf{E}}_1 - \vec{\mathbf{E}}_2)] = 0,$$

$$[\vec{\mathbf{n}}(\vec{\mathbf{H}}_1 - \vec{\mathbf{H}}_2)] = 0,$$



дополнительные вклады от излучения всех движущихся зарядов. Это значит, что поле в присутствии стекла изменится, причем таким образом, что внутри стекла его скорость распространения кажется иной. Именно эту идею мы используем при количественном рассмотрении.

Однако точный расчет очень сложен, потому что наше утверждение, что заряды испытывают только действие источника, не совсем правильно. Каждый данный заряд «чувствует» не только источник, но, подобно любому объекту во Вселенной, он чувствует и все остальные движущиеся заряды, в частности и заряды, колеблющиеся в стекле. Поэтому полное поле, действующее на *данный заряд*, представляет собой совокупность полей от всех остальных зарядов, движение которых в свою очередь зависит от движения данного заряда! Вы видите, что вывод точной формулы требует решения сложной системы уравнений. Эта система очень сложна, и вы будете изучать ее значительно позднее.

А сейчас обратимся к совсем простому примеру, чтобы отчетливо понять проявление всех физических принципов. Предположим, что действие всех остальных атомов на данный атом мало по сравнению с действием источника. Иными словами, мы изучаем такую среду, в которой полное поле мало меняется из-за движения находящихся в ней зарядов. Такая ситуация характерна для материалов с показателем преломления, очень близким к единице, например для разреженных сред. Наши формулы будут справедливы для всех материалов с показателем преломления, близким к единице. Таким путем мы сможем избежать трудностей, связанных с решением полной системы уравнений.

Вы могли по ходу дела заметить, что движение зарядов в пластинке вызывает еще один эффект. Это движение создает волну, распространяющуюся назад в направлении источника S . Такая обратно движущаяся волна есть не что иное, как луч света, отраженный прозрачным материалом. Приходит он не только с поверхности. Отраженное излучение генерируется во всех точках внутри материала, но суммарный эффект эквивалентен отражению с поверхности. Учет отражения лежит за границами применимости настоящего приближения, в котором показатель преломления считается настолько близким к единице, что отраженным излучением можно пренебречь.

Прежде чем перейти к изучению показателя преломления, следует подчеркнуть, что в основе явления преломления лежит тот факт, что кажущаяся скорость распространения вол-

§ 1.5. Отражение и преломление плоской волны

В п. 1.1.3 были получены соотношения, которым должны удовлетворять векторы поля на поверхностях, где физические свойства среды претерпевают разрыв. Применим теперь эти формулы к исследованию распространения плоской волны, падающей на плоскую границу, разделяющую две однородные изотропные среды.

1.5.1. Законы отражения и преломления. Если на границу двух однородных сред с разными оптическими свойствами падает плоская волна, она разделяется на две волны: проходящую во вторую среду и отраженную. Существование двух волн вытекает из граничных условий, так как легко видеть, что последние невозможно удовлетворить, если не постулировать наличия как проходящей, так и отраженной волн. Предположим, что эти волны также являются плоскими, и выведем выражения для их амплитуд и направлений распространения.

Плоская волна, распространяющаяся в направлении единичного вектора $\mathbf{s}^{(i)}$, полностью определена, если известно поведение возмущения во времени в одной точке пространства, ибо если $F(t)$ представляет зависимость возмущения от времени в какой-то одной точке, то эта зависимость в другой точке, отстоящей от первой на \mathbf{r} , будет $F(t - (\mathbf{r} \cdot \mathbf{s})/v)$. На границе двух сред вторичные поля будут так же изменяться во времени, как и первичное поле падающей волны. Следовательно, если $\mathbf{s}^{(r)}$ и $\mathbf{s}^{(t)}$ — единичные векторы в направлении распространения отраженной и прошедшей волн, то, приравняв аргументы трех волновых функций в точке $\mathbf{r}(x, y, z)$, получим

$$t - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}^{(i)}}{v_1} = t - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}^{(r)}}{v_1} = t - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}^{(t)}}{v_2}, \quad (1)$$

где v_1 и v_2 — скорости распространения в одной и другой средах. Выбрав в качестве границы плоскость $z = 0$, находим из (1)

$$\frac{xs_x^{(i)} + ys_y^{(i)}}{v_1} = \frac{xs_x^{(r)} + ys_y^{(r)}}{v_1} = \frac{xs_x^{(t)} + ys_y^{(t)}}{v_2}. \quad (2)$$

Равенства (2) должны выполняться для любых значений x и y на границе, и поэтому

$$\frac{s_x^{(i)}}{v_1} = \frac{s_x^{(r)}}{v_1} = \frac{s_x^{(t)}}{v_2}, \quad \frac{s_y^{(i)}}{v_1} = \frac{s_y^{(r)}}{v_1} = \frac{s_y^{(t)}}{v_2}. \quad (3)$$

Плоскость, определяемая вектором $\mathbf{s}^{(i)}$ и нормалью к границе, называется *плоскостью падения*. Соотношения (3) показывают, что и $\mathbf{s}^{(r)}$, и $\mathbf{s}^{(t)}$ лежат в этой плоскости.

Считая плоскость xz плоскостью падения и обозначая через θ_i , θ_r и θ_t углы, которые $\mathbf{s}^{(i)}$, $\mathbf{s}^{(r)}$ и $\mathbf{s}^{(t)}$ образуют с осью Oz , получим (рис. 1.10)

$$\left. \begin{aligned} s_x^{(i)} &= \sin \theta_i, & s_y^{(i)} &= 0, & s_z^{(i)} &= \cos \theta_i, \\ s_x^{(r)} &= \sin \theta_r, & s_y^{(r)} &= 0, & s_z^{(r)} &= \cos \theta_r, \\ s_x^{(t)} &= \sin \theta_t, & s_y^{(t)} &= 0, & s_z^{(t)} &= \cos \theta_t. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Если волна распространяется из первой среды во вторую, компонента вектора \mathbf{s} вдоль оси z положительна; если волна распространяется в про-

*) Индексы i , r и t относятся соответственно к падающей, отраженной и прошедшей (преломленной) волнам.

выражения векторов поля плоской волны, распространяющейся в произвольном направлении \mathbf{n} :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{n}\mathbf{R})}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{n}\mathbf{R})}, \quad (101.3)$$

где \mathbf{E}_0 и \mathbf{H}_0 суть постоянные комплексные амплитуды соответствующих векторов.

2. После этих подготовительных замечаний приступим к решению намеченной задачи. Пусть плоская волна (101.3), распространяющаяся в среде 1 в направлении \mathbf{n} , падает на плоскую поверхность раздела сред 1 и 2. После проникновения в среду 2 волна эта должна будет, очевидно, распространяться с иной скоростью ($v_2 \neq v_1$) и, как мы увидим, вообще говоря, в ином направлении, не совпадающем с \mathbf{n} . Для определения амплитуды, направления и фазы этой, так называемой *преломленной* волны достаточно потребовать выполнения на поверхности раздела пограничных условий, перечисленных нами в § 91. При этом оказывается, что условия эти могут быть удовлетворены лишь в том случае, если допустить существование еще третьей, так называемой *отраженной* волны, распространяющейся в той же среде 1, как и волна падающая, однако в направлении *от* поверхности раздела.

Обозначим комплексные векторы поля падающей волны через \mathbf{E} и \mathbf{H} , волны отраженной через \mathbf{E}' и \mathbf{H}' и, наконец, волны преломленной через \mathbf{E}^τ и \mathbf{H}^τ и положим, согласно уравнению (101.3), что

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{n}\mathbf{R})}, \quad \mathbf{E}' = \mathbf{E}'_0 e^{i(\omega' t - \mathbf{k}'\mathbf{n}'\mathbf{R})}, \\ \mathbf{E}^\tau = \mathbf{E}^\tau_0 e^{i(\omega^\tau t - \mathbf{k}^\tau \mathbf{n}^\tau \mathbf{R})},$$

аналогичных выражений для \mathbf{H} , \mathbf{H}' и \mathbf{H}^τ выписывать не будем. Первые две волны распространяются в среде 1, так что результирующая напряженность поля в этой среде будет равна:

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E} + \mathbf{E}',$$

тогда как поле в среде 2 будет равно:

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}^\tau.$$

Рассмотрим какое-либо из пограничных условий на поверхности раздела, например условие (II') непрерывности тангенциальных составляющих вектора \mathbf{E} . В рассматриваемом случае оно примет вид

$$E_i + E'_i = E_i^\tau,$$

т. е.

$$E_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{n}\mathbf{R})} + E'_0 e^{i(\omega' t - \mathbf{k}'\mathbf{n}'\mathbf{R})} = E^\tau_0 e^{i(\omega^\tau t - \mathbf{k}^\tau \mathbf{n}^\tau \mathbf{R})}, \quad (101.4)$$

Для того чтобы подобного рода условие могло выполняться при любом значении времени t , необходимо прежде всего, чтобы

$$\omega = \omega_r = \omega_g. \quad (101.5)$$

Рис.4. Глава 7- Переменное электромагнитное поле в неподвижной среде и его распространение. Электромагнитные волны. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с.

Мы воспользуемся последним методом, поскольку он позволяет просто найти направление распространения, амплитуды и фазы отраженной и преломленной волн, т. е. теоретически вывести законы отражения и преломления световых волн. При этом способе, однако, вопрос о связи между показателем преломления и свойствами атомов, составляющих среду, остается открытым.

Итак, пусть на границу раздела двух изотропных однородных диэлектриков падает плоская электромагнитная волна. В таком случае, как показывает опыт, от границы раздела диэлектриков будут распространяться две плоские волны — отраженная и преломленная.

Граничные условия для электромагнитного поля состоят в том, что в любой момент времени и в любой точке границы раздела выполняются следующие соотношения для тангенциальных компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей:

$$E_{\tau 1} = E_{\tau 2}; \quad H_{\tau 1} = H_{\tau 2}, \quad (135.1)$$

где индекс τ служит для обозначения тангенциальных компонент векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} , т. е. проекций векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} на границу раздела между средами. Очевидно, в первой среде результирующее значение напряженности поля вблизи границы раздела определится суммой полей падающей и отраженной волн, а внутри второй среды — лишь полем проходящей волны. Падающая волна может быть поляризована любым образом.

Из уравнений Максвелла, как показано в § 3, для плоских волн получается соотношение $\sqrt{\epsilon} E = \sqrt{\mu} H$, которое в оптической части спектра для прозрачных диэлектриков можно записать в виде

$$\sqrt{\epsilon} E = H,$$

так как в этом случае $\mu \approx 1$. Векторы \mathbf{E} , \mathbf{H} и единичный вектор \mathbf{s} , определяющий направление распространения волны, взаимно перпендикулярны и составляют правовинтовую систему (см. рис. 2.6, где направление распространения волны задается вектором \mathbf{v}). Убедимся, прежде всего, в том, что *геометрические законы отражения и преломления*, определяющие направления распространения отраженной и преломленной волн, одни и те же при любой поляризации падающей волны. При теоретическом анализе проблемы отражения волн удобно пользоваться комплексной записью колебаний. В соответствии с этим запишем выражения для падающей, отраженной и преломленной волн следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} E_i \exp [i(\omega_i t - k_i r s_i)], \quad k_i &= \frac{\omega_i}{v_i} = \frac{\omega_i}{c} n_1; \\ E_r \exp [i(\omega_r t - k_r r s_r)], \quad k_r &= \frac{\omega_r}{v_r} = \frac{\omega_r}{c} n_1; \\ E_d \exp [i(\omega_d t - k_d r s_d)], \quad k_d &= \frac{\omega_d}{v_d} = \frac{\omega_d}{c} n_2. \end{aligned} \right\} \quad (135.2)$$

Рис.5. Глава XXIII- Отражение и преломление света на границе двух диэлектриков. Ландсберг Г.С. Оптика. 5-е изд., стереот. - М.: Наука, 1976. - 848 с.

$$p_1 = W e^{ik_1(x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1)}, \quad k_1 = \frac{\omega}{c_1}, \quad (2.5)$$

где θ_1 — угол преломления, а коэффициент W мы назовем коэффициентом прозрачности. Величины θ_1 , V и W определяются из условий на границе. Они заключаются [55] в непрерывности p и v_z — нормальной к границе компоненты скорости частиц среды. В дальнейшем мы часто будем использовать понятие импеданса ***

$$Z = -(p/v_z). \quad (2.6)$$

Поскольку p и v_z непрерывны при переходе через границу, то непрерывным будет и Z . Поэтому мы будем пользоваться граничными условиями, записанными в виде

$$z = 0, \quad [p] = 0, \quad [Z] = 0, \quad (2.7)$$

где квадратная скобка означает разность значений соответственной величины по обе стороны границы ****.

Подставляя выражения (2.4) и (2.5) в первое из этих условий, получаем

$$1 + V = W e^{i(k_1 \sin \theta_1 - k_1 \sin \theta_2)x} \quad (2.8)$$

Поскольку здесь левая часть не зависит от x , не должна зависеть от x и правая часть, откуда следует закон преломления Снеллиуса

$$k_1 \sin \theta = k_2 \sin \theta_1. \quad (2.9)$$

Это соотношение выражает равенство фазовых скоростей распространения волн вдоль границы в нижней и верхней средах. Его можно записать также в виде

$$\sin \theta / \sin \theta_1 = n, \quad (2.10)$$

где $n \equiv k_1/k_2 = c_2/c_1$ — показатель преломления.

Теперь (2.8) принимает вид

$$1 + V = W. \quad (2.11)$$

*В выражениях (2.3) — (2.4) уже учтено, что для выполнения условий непрерывности на границе след волн $p_{\text{пад}}$ и $p_{\text{отр}}$ должен бежать вдоль границы с одинаковой скоростью.

**При вещественном $\cos \theta_1$ волна (2.5) дает поток энергии в нижней среде в направлении от границы, как и должно быть по физическому смыслу. При этом мы неявно предположим, что в случае диспергирующей среды ($c = c(\omega)$) направления распространения фазы волны и потока энергии одинаково. В принципе возможен случай, когда эти две скорости имеют разные знаки (один возможный пример этого впервые, по-видимому, был указан Л. И. Мандельштамом). Тогда в нижней среде поле надо было бы брать в виде $p_1 = W \exp[ik_1(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)]$, т. е. в виде волны, распространяющейся из бесконечности к границе. Только в этом случае поток энергии был бы направлен по-прежнему от границы.

***Не надо придавать особого значения знаку минус в определении Z . Он сменился бы на плюс, если бы мы взяли обратное направление для оси z .

****В случае абсолютно отражающих границ, например, при $Z_1 = 0$ или $Z_1 = \infty$ вместо двух граничных условий (2.7) будем иметь одно, соответственно $(p_1)_{z=0} = 0$ или $(v_z)_{z=0} = 0$.

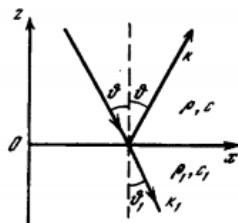


Рис. 2.1. Отражение и преломление звуковой волны

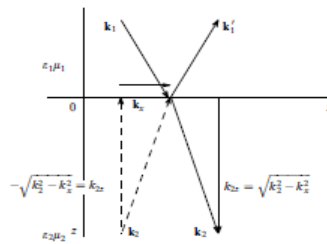


Рис. 1.

лено линейностью и однородностью граничных условий [6]. Проекция k_{1z} , k_{2z} , перпендикулярные границе раздела, находятся из соотношений

$$k_x^2 + k_{1z}^2 = k_1^2 = \epsilon_1 \mu_1 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2, \\ k_x^2 + k_{2z}^2 = k_2^2 = \epsilon_2 \mu_2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2, \quad (2)$$

которые представляют собой условие того, что плоские поперечные волны (1) могут являться ненулевыми решениями уравнений Максвелла. Для отраженной и преломленной волн из равенств (2) следует:

$$k_{1z}' = \pm \sqrt{k_1^2 - k_x^2}, \quad k_{2z} = \pm \sqrt{k_2^2 - k_x^2}. \quad (3)$$

В математическом отношении возможность двух знаков в (3) означает, что эти соотношения при обоих знаках не противоречат равенствам (2). С физической точки зрения разные знаки в соотношениях (3) соответствуют увеличению фазы либо вдоль оси z (+), либо в противоположном направлении (-). В случае отраженной волны выбор знака очевиден — падающая и отраженная волны распространяются в одной и той же среде, k_{1z} и k_{1z}' могут различаться только знаком, фазы в падающей и отраженной волнах должны изменяться в противоположные стороны. В падающей волне задана компонента $k_{1z} > 0$ и, следовательно, $k_{1z}' = -k_{1z} < 0$, т.е. k_{1z}' направлена от границы в среду 1.

Для волнового вектора преломленной волны решение в опроса не столь простое. Рассуждая несколько более расширительно, т.е. имея в виду не только плоские волны (1), можно утверждать следующее. Ввиду однородности сред 1 и 2 существование как о-либо решения уравнений Максвелла, или, как говорят, нормальной волны $f(t-z/v)$, бегущей в определенном направлении, с неизбежностью означает принципиальную возможность существования волны $f(t+z/v)$ с противоположным направлением распространения. Особенность задачи СДФ обусловлена тем, что в ней присутствует не полный набор возможных нормальных волн. В соответствии с постановкой задачи — находится отражение только от границы раздела двух сред — в среде 2 распространяется только одна из двух возможных нормальных волн (3) и вопрос состоит в том, которая из них реализуется. При неоднородности среды 2 либо конечной толщине ее слой вводится в рассмотрение обе нормальные волны с

противоположными направлениями распространения и никаких физических проблем не возникает. Действительно, решение уравнений Максвелла содержит линейную комбинацию всех нормальных волн, а граничные условия однозначно определяют их амплитуды, т.е. задача решается чисто математически без привлечения упоминавшихся выше преломленных "дополнительных физических соображений". Таким образом, необходимость их привлечения заложена в самой постановке задачи СДФ.

Уместно отметить, что Л.И. Мандельштам неоднократно обращал внимание на принципиальное различие задач отражения от границы раздела двух сред и от слоя конечной толщины, т.е. отражения от двух границ раздела (1932 г. и 1940 г. [7]). Чтобы различные решения этих двух разных задач выглядели как некий "учебный парадокс", в [7] одна из задач неявно подменена другой.

Существует три способа рассуждений, с помощью которых производится выбор знака k_{2z} в формуле (3). Все они так или иначе связаны с энергетическими соображениями.

I. Энергия в преломленной волне должна уходить от границы раздела в среду 2, энергия распространяется с групповой скоростью u , волновой вектор направлен вдоль групповой скорости (если $u > 0$), т.е. от границы в среду 2. Следовательно, $k_{2z} > 0$. Если $u < 0$, то $k_{2z} < 0$ [2, 6].

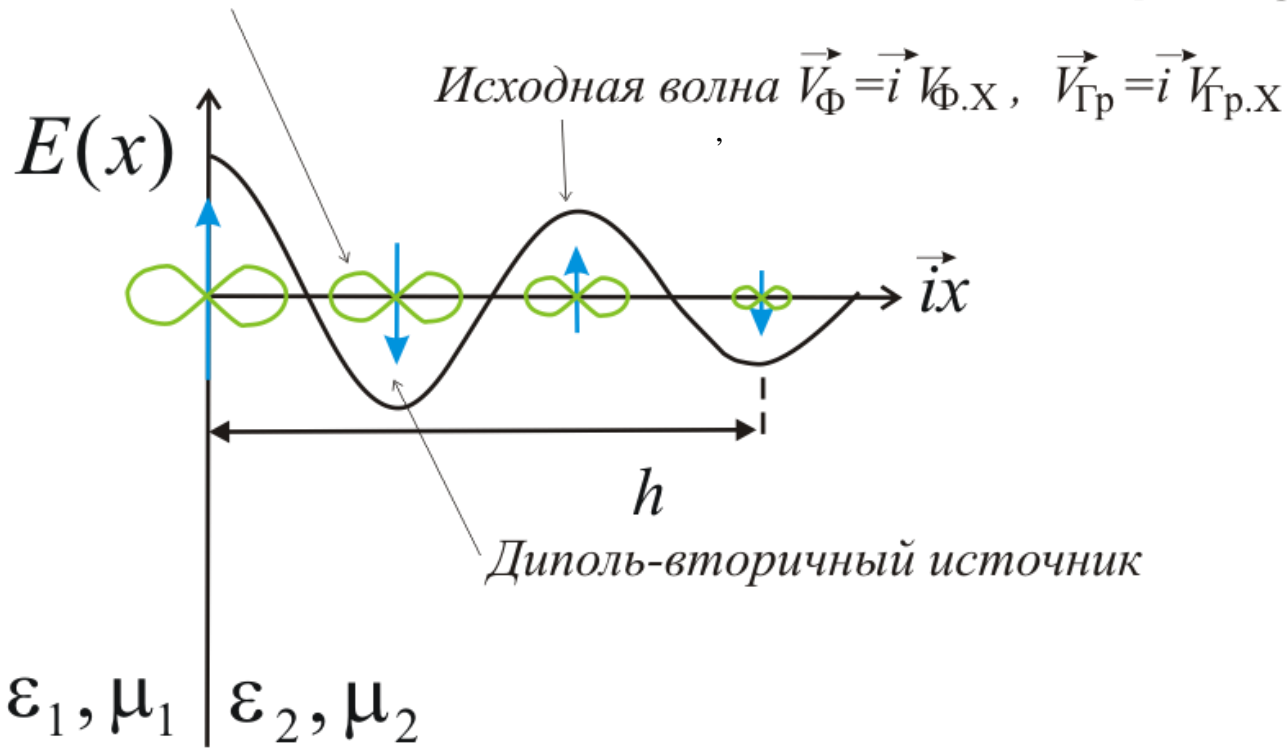
II. Пусть в среде 2 существует слабое поглощение. Для обеспечения перехода энергии поля в энергию среды вектор Пойнтинга должен быть направлен к области, в которой происходит поглощение, т.е. от границы в среду 2. Вектор Пойнтинга и волновой вектор параллельны. Следовательно, проекция волнового вектора $k_{2z} > 0$, т.е. направлена от границы в среду 2.

III. Пусть источник излучения, находящийся в среде 1, испускает импульс, зависимость амплитуды которого от времени имеет вид произвольно длинной "ступеньки". Как известно, передний фронт импульса распространяется без преломления и отражения [6]. По мере возбуждения поляризации сред испущенным ступенчатым импульсом на конечном расстоянии от источника устанавливается практически стационарный режим. Анализ этого режима приводит к выводу [8] о том, что волновой вектор преломленной волны направлен от источника излучения и от границы раздела в среду 2. Такой способ рассуждений является наиболее последовательным, но и наиболее сложным. В нем также фигурирует групповая скорость, поскольку процесс не стационарный и излучение оказывается не вполне монохроматическим.

Следует особо подчеркнуть, что в рассуждениях I и III используется жесткая корреляция между направлениями волнового вектора и групповой скорости, а в рассуждении II — между волновым вектором и вектором Пойнтинга. Д.В. Сивухин показал, что оба способа и формально, и физически идентичны. Именно, в 1957 г. Д.В. Сивухин [9] вывел фундаментальное соотношение между средним (по времени) значением объемной плотности энергии электромагнитного поля \bar{w} , средним значением вектора Пойнтинга \bar{S} , волновым вектором k и групповой скоростью u . Ввиду особой важности этого соотношения для наших целей, приведем основные пункты рассуждений в [9]. Средняя плотность энергии \bar{w} в среде рассматривается как результат ее накопления при прохождении потока излучения через среду. Предполагается отсутствие диссипации. Исходным соотношением

Рис.6. Раутян С.Г. Об отражении и преломлении на границе среды с отрицательной групповой скоростью// УФН, 2008, Т.178, №10

Встречное излучение- встречные волны $\vec{V}_\Phi = -\vec{i} V_{\Phi.X}$, $\vec{V}_{\Gamma p} = -\vec{i} V_{\Gamma p.X}$



$$\sigma_{HH}(\varphi_1) = W^s(\varphi_1)W^s(\varphi_1)^* \quad \sigma_{VV}(\varphi_1) = W^p(\varphi_1)W^p(\varphi_1)^*$$

$$\sigma_{VH}(\varphi_1) = \sigma_{HV}(\varphi_1) = \frac{1}{4} \sqrt{\sigma_{VV}(\varphi_1)\sigma_{HH}(\varphi_1)}$$

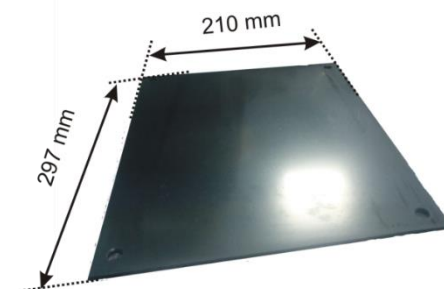
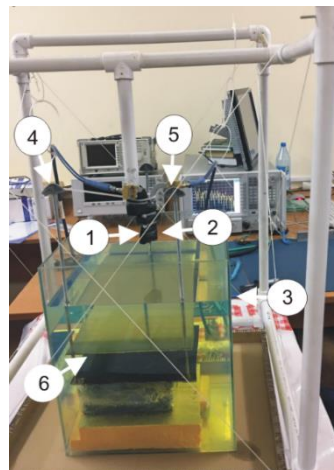
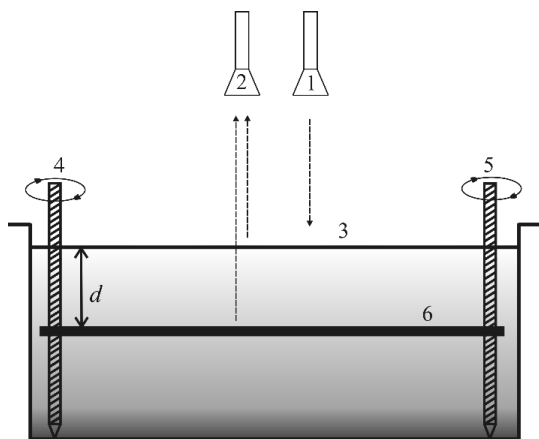
$$W^{p,s}(\varphi_1) = \frac{A^{p,s}}{\left(1 - (V_{12}^{p,s}(0))^2\right)^{\frac{1}{2}} \exp(-2ik_2 h_{20})} \left(1 - (V_{12}^{p,s}(\varphi_1))^2\right)^{\frac{1}{2}} \exp(-2ik_2 h_2)$$

где

$$A^{p,s} = V_{12}^{p,s}(0) \left(1 + \frac{1 - \exp(-2ik_2 h_{20})}{1 - (V_{12}^{p,s}(0))^2 \exp(-2ik_2 h_{20})}\right)$$

Экспериментальная установка

Рупорные антенны излучают (1) и принимают (2) линейно поляризованную электромагнитную волну по нормали к поверхности жидкости (3), а поворотом направляющих штырей (4 и 5), обеспечивается положение металлической пластины (6) - толщина зондируемого слоя. Поворот направляющих на угол 45° при шаге резьбы 1мм, будет соответствовать поднятию или опусканию пластины $1\text{мм}/8=0.125\text{мм}$

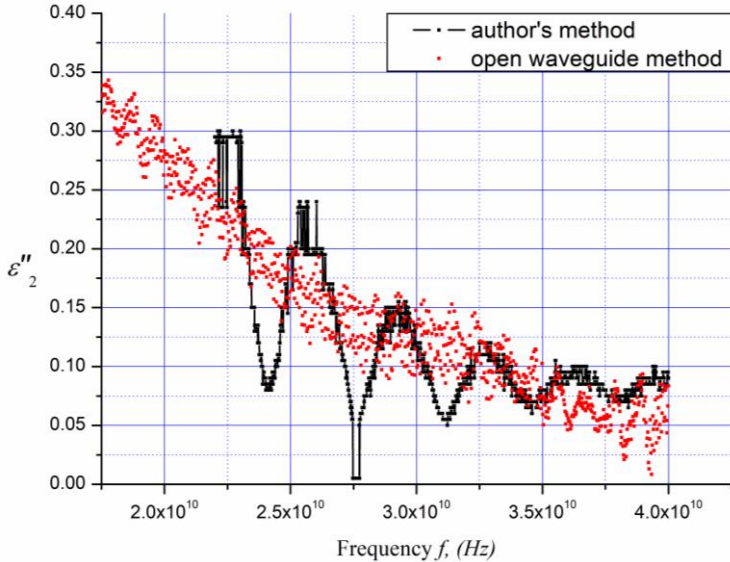
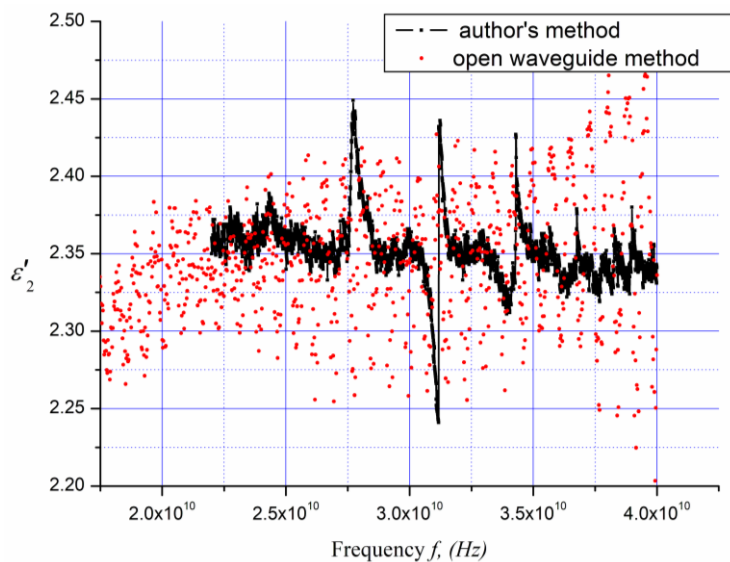
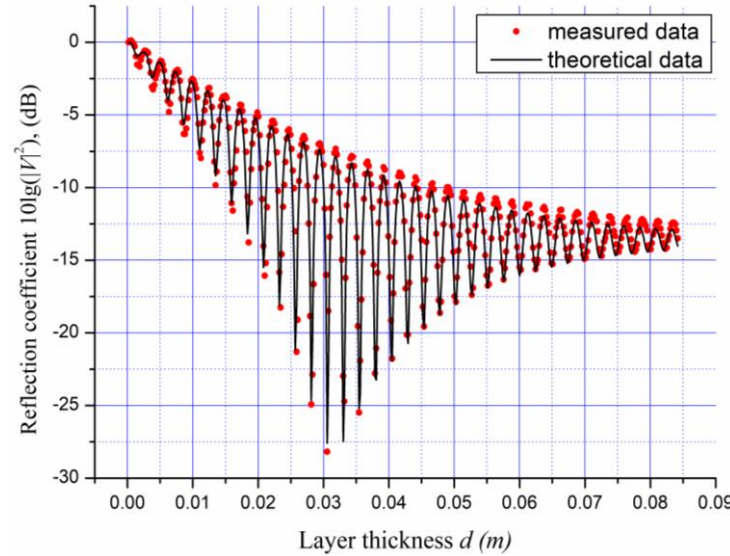
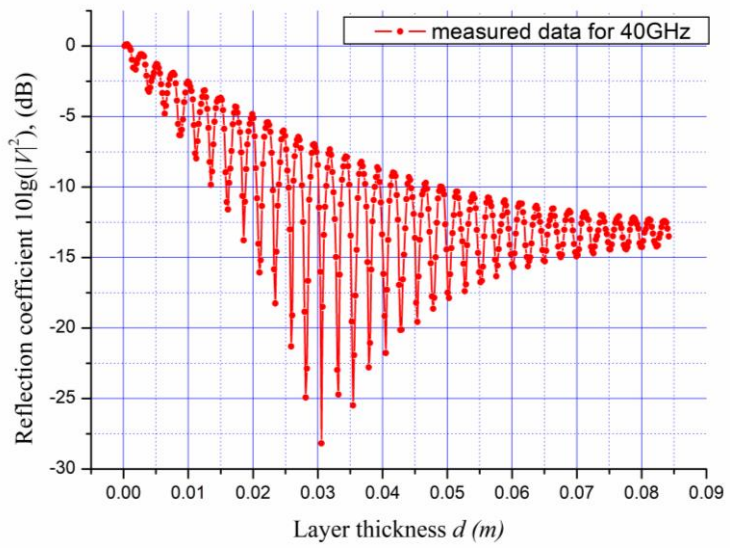


Антенны располагались на расстоянии 8 см от поверхности жидкости, находящейся в стеклянном резервуаре размером 50смХ50смХ50см. Размер перемещаемой пластины составлял 21смХ29см.

В качестве генератора и индикатора использовался векторный анализатор цепей PNA-X N5247A фирмы Agilent Technologies. Связь с рупорными антеннами (поперечные размеры рупора 17ммХ7мм, длина 46мм) осуществлялась посредством высокочастотных кабельных сборок и волноводно-коаксиальных переходов ПКВ1А-14 сечением 7.2ммХ3.4мм производства АО «НПФ Микран»

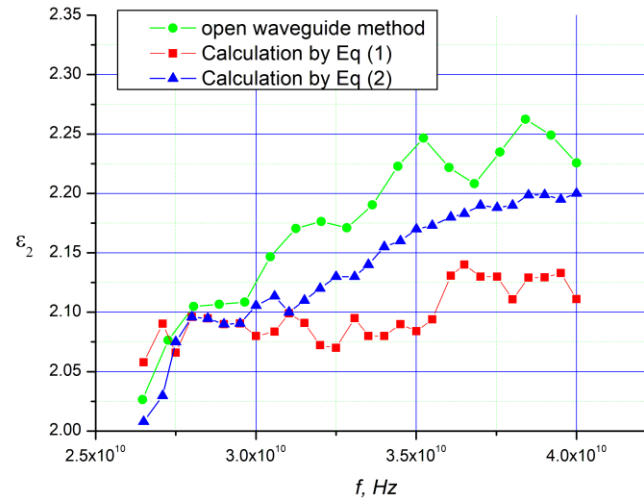
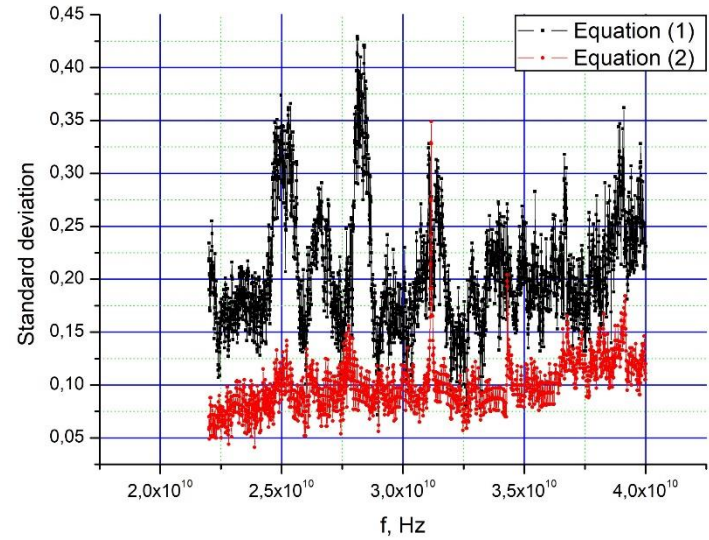
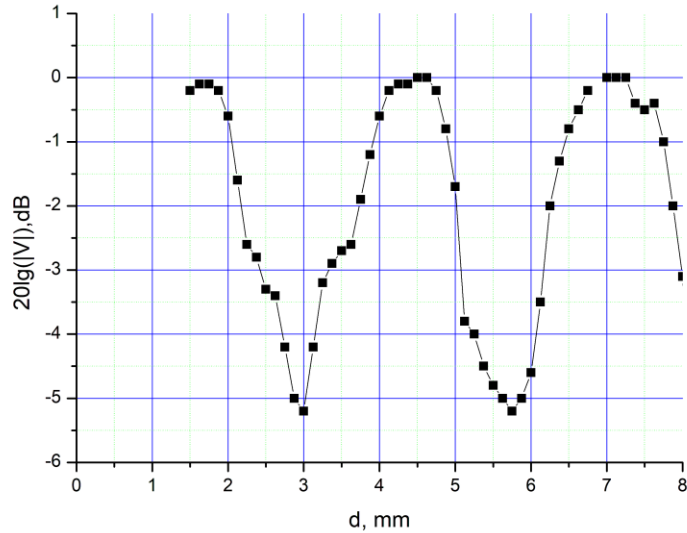
II. Интерференционный способ определения комплексной диэлектрической проницаемости жидкостей со слабым поглощением

КДП растительного масла

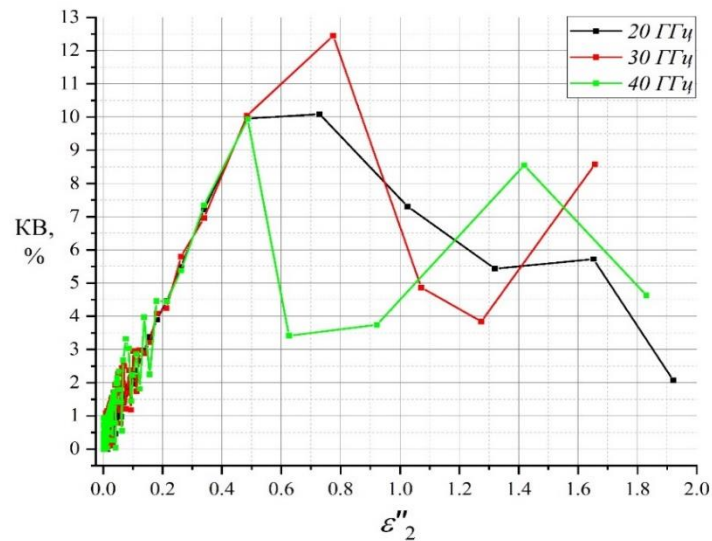
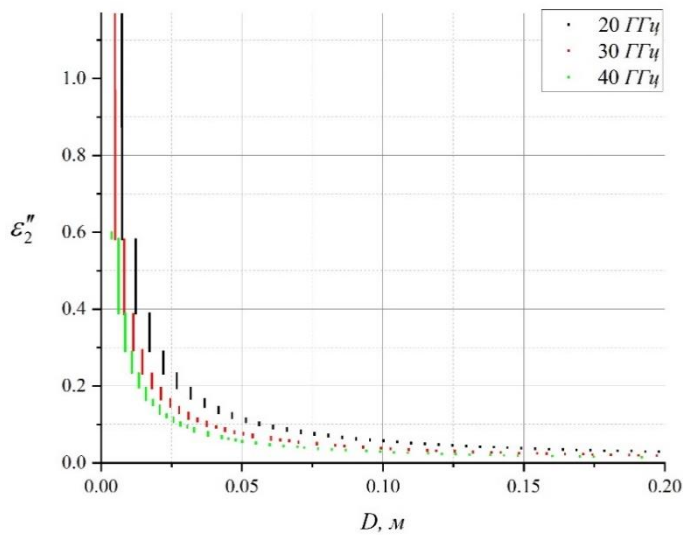
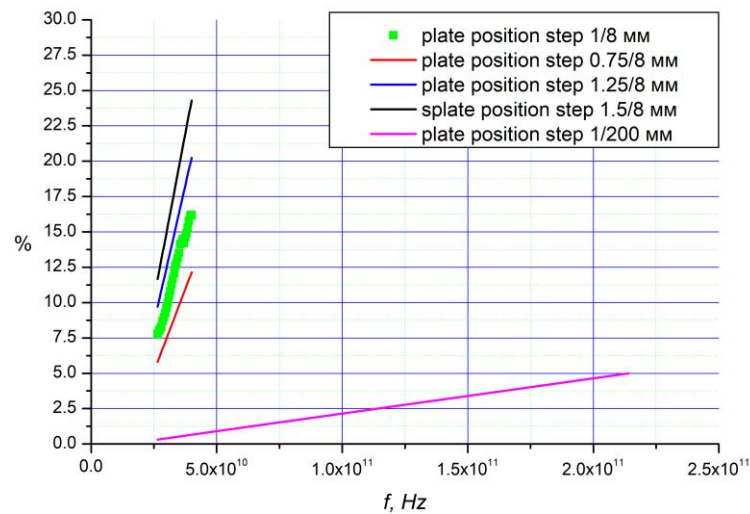
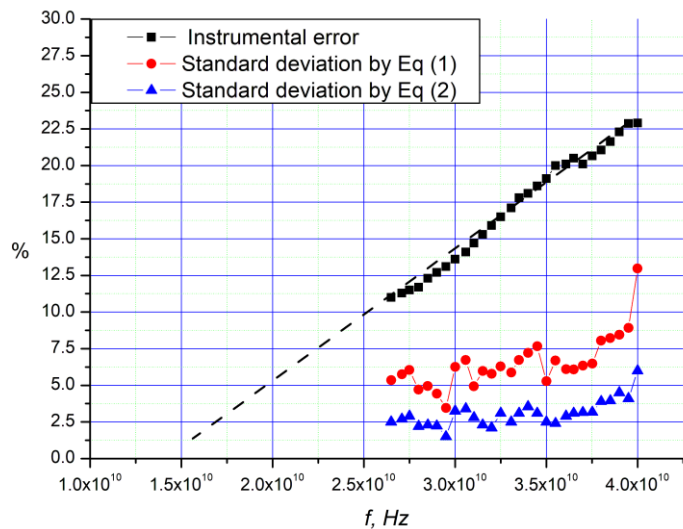


ДП трансформаторного масла

$$\begin{cases} 2k_2 d_{min} = (2m + 1)\pi, \\ 2k_2 d_{max} = 2m\pi; \end{cases} \quad \varepsilon_2 = \left(-\frac{c}{4f(d_{max} - d_{min})} \right)^2 \quad \varepsilon_2 = \left(-\frac{c}{2f(d_{min1} - d_{min2})} \right)^2$$



Погрешность определения КДП



Автоматизация способа определения комплексной диэлектрической проницаемости и его применимость в нефтегазовой отрасли

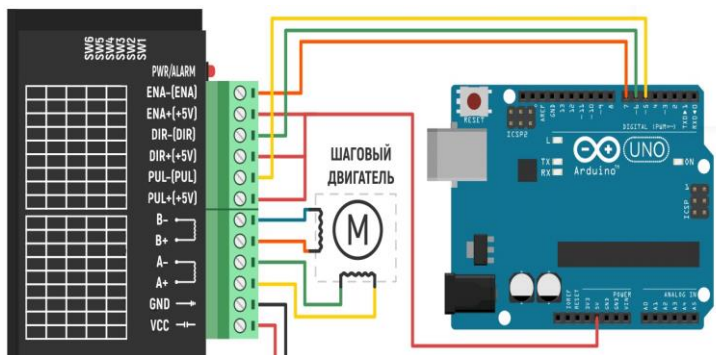
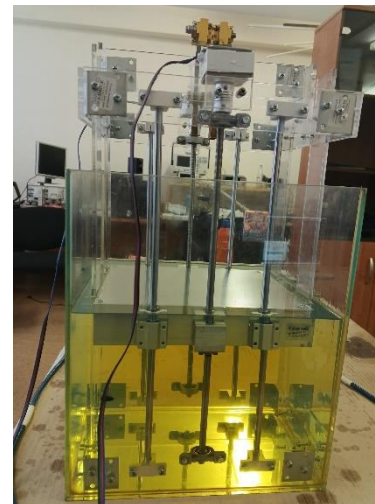


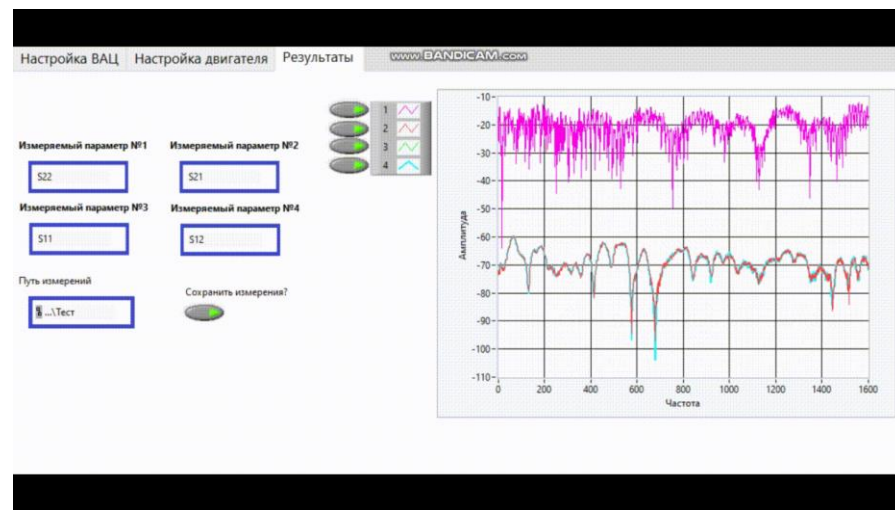
Схема подключения контроллера к Arduino



Фотография установки с исследуемой жидкостью

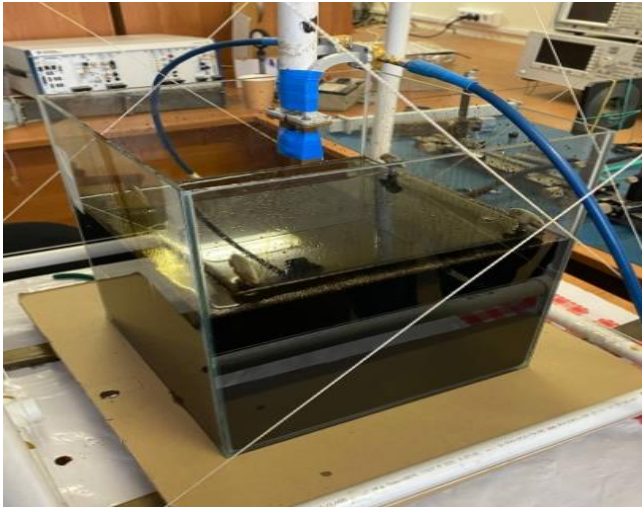


Работа шаговых двигателей и векторного анализатора цепей

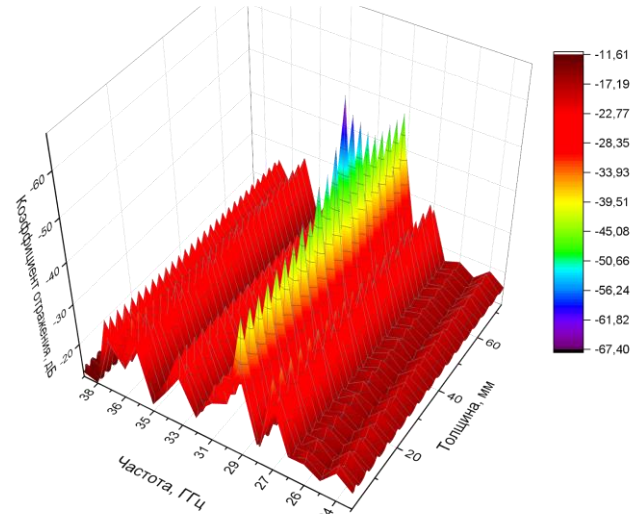


Интерфейс программы

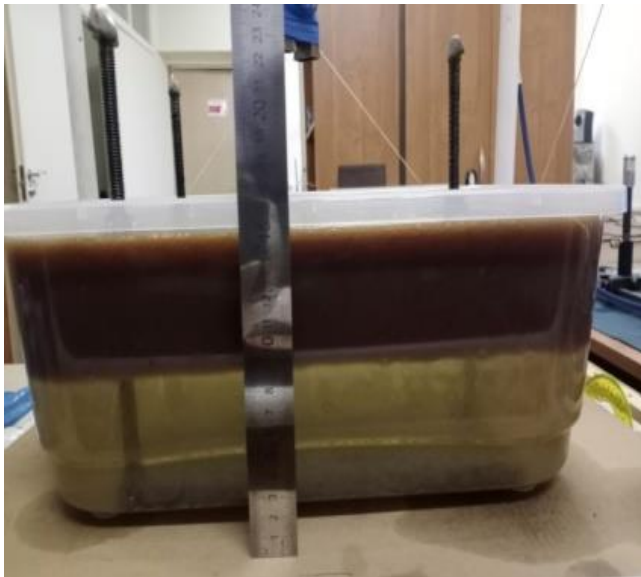
Применимость разработанного способа определения комплексной диэлектрической проницаемости в нефтегазовой отрасли



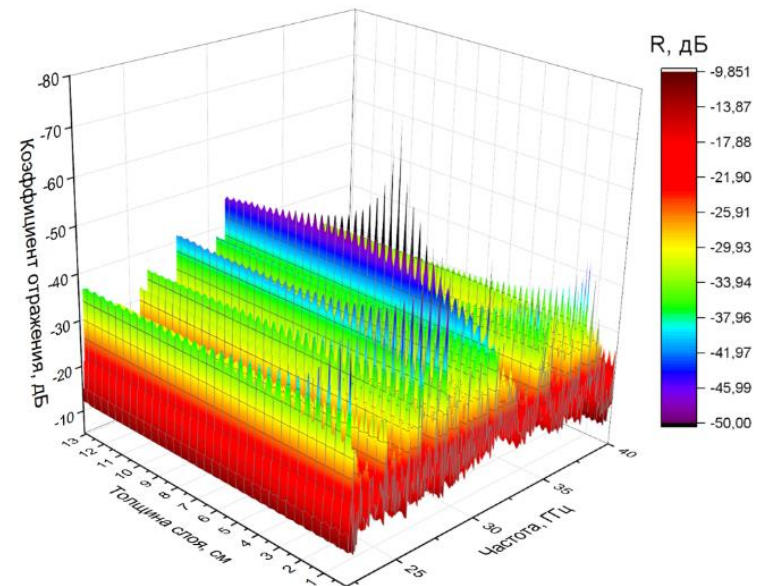
Нефть марки Urals



Коэффициенты отражения электромагнитной волны от товарной нефти



Флюид с нефтегазового месторождения



Коэффициенты отражения электромагнитной волны от нефтяного флюида газоконденсатного месторождения

Краткая справка о разработанном способе

Краткая характеристика основных технических параметров: Разработка позволяет бесконтактно (дистанционно) определять комплексную диэлектрическую проницаемость ядовитых, горючих жидкостей в миллиметровой области сверхвысокочастотного диапазона.

Область возможного применения: наиболее подходящее применение предлагаемого способа в практике является его использование для определения электрофизических характеристик нефти и ее производных. Предложенным способом коллективом были получены отражательные, поглощательные способности некоторых марок товарной нефти и трансформаторных масел. Было установлено, что в исследуемом диапазоне частот комплексная диэлектрическая проницаемости нефти и воды значительно отличаются. Учитывая эту особенность, на основе предлагаемого способа, в настоящее время, коллектив разрабатывает прототип прибора для быстрой, непрерывной и недорогой автоматизированной оценки качества товарной нефти на предмет наличия воды.

Разработка может быть применена в качестве экспресс-метода оценки больших объемов углеводородов, переносимых в нефтепроводах и стать существенным подспорьем в работе специалистов-химиков нефтегазовой промышленности.

Степень готовности разработки к практическому применению: Готова к внедрению в соответствующий реальный сектор экономики.

Возможный технический и (или) экономический эффект от внедрения: Радиоспектроскопы компаний Keysight Technologies и Rodhe&Shwarz, измеряющие комплексную диэлектрическую проницаемость жидкостей основаны на методе открытого волновода. Конец открытого волновода (зонд) является сменным и одноразовым. Цена в на территории Российской Федерации до февраля 2022 достигала 5-7 тысяч американских долларов.

Сравнительная характеристика с известными разработками: В указанном диапазоне предлагаемый способ не уступает в точности определения искомой величины радиоспектроскопам компаний Keysight Technologies и Rodhe&Shwarz и в тоже время обладает рядом преимуществ:

1. Это значительная дешевизна используемого оборудования выражаемой в достаточности для измерений скалярного анализатора спектра. Информация о фазе отраженного сигнала извлекается из зависимости коэффициента отражения от толщины зондируемого слоя жидкости.

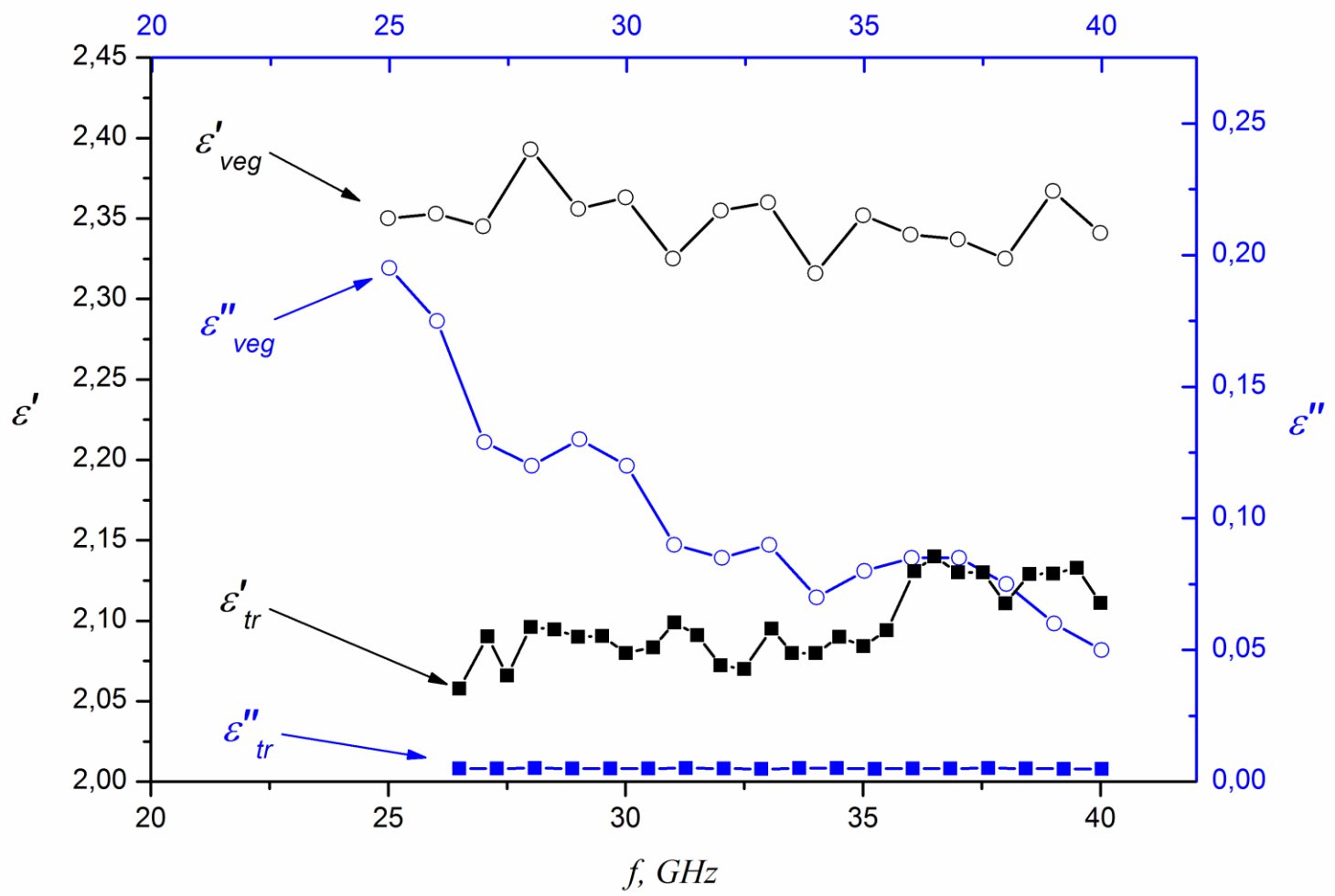
2. Разработанный способ является бесконтактным. В связи с этим метод можно применять для химически-активных сред и в широком диапазоне температур. Здесь антенно-фидерные устройства не соприкасаются с тестируемой средой и не могут быть выведены из строя вследствие каких-либо химических реакций.

3. Способ обладает значительным быстродействием. Для его использования не требуется проведение долговременных калибровок оборудования.

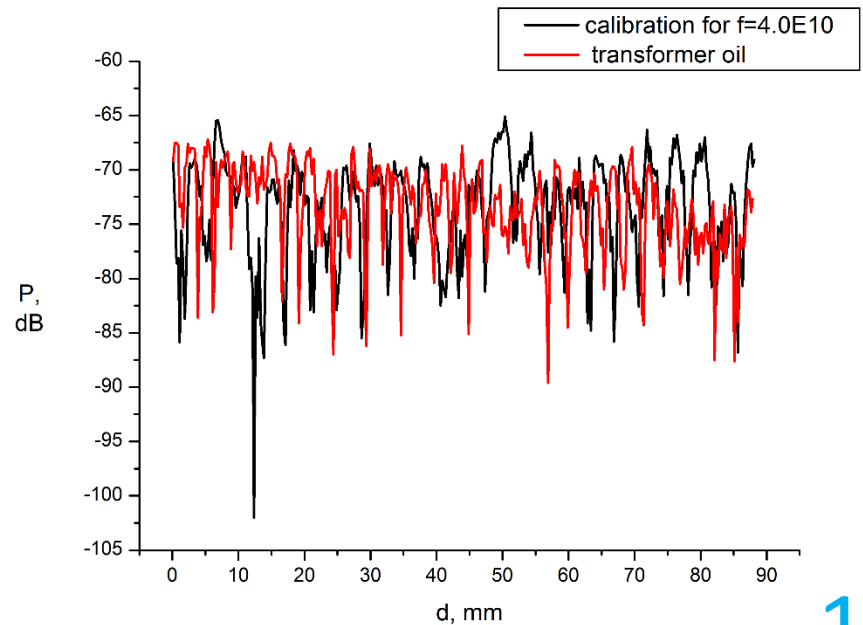
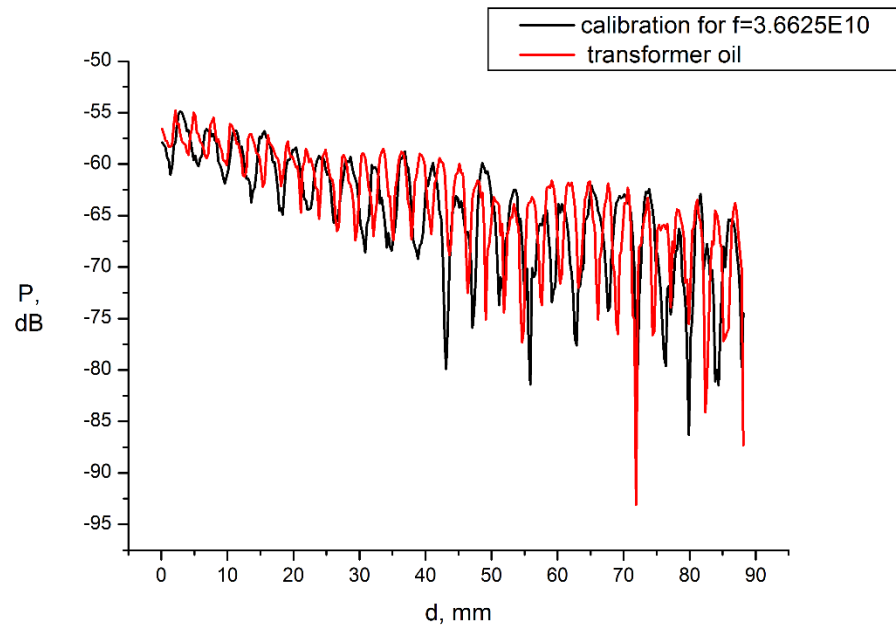
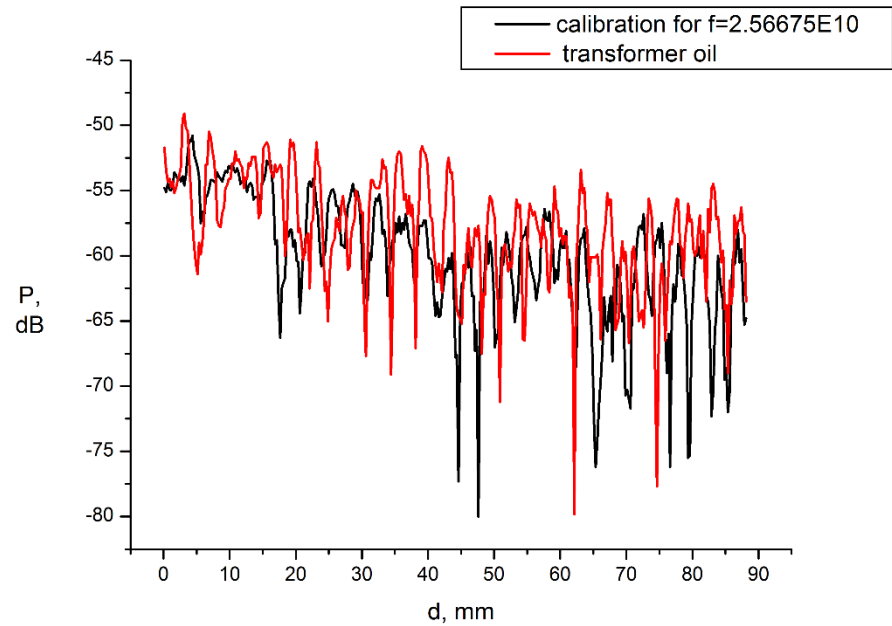
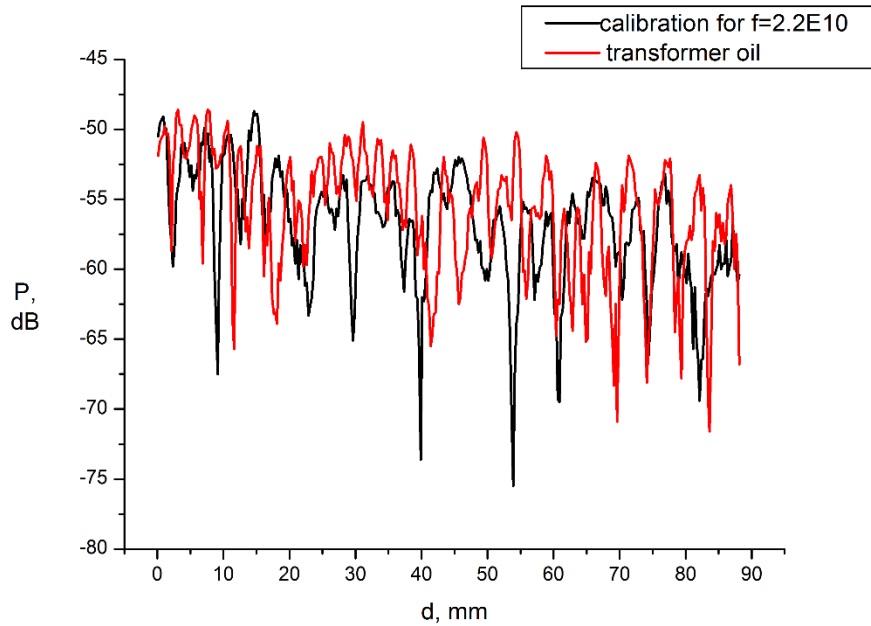


III. Явление возбуждения кроссполяризованной компоненты поля в слабопоглощающих средах

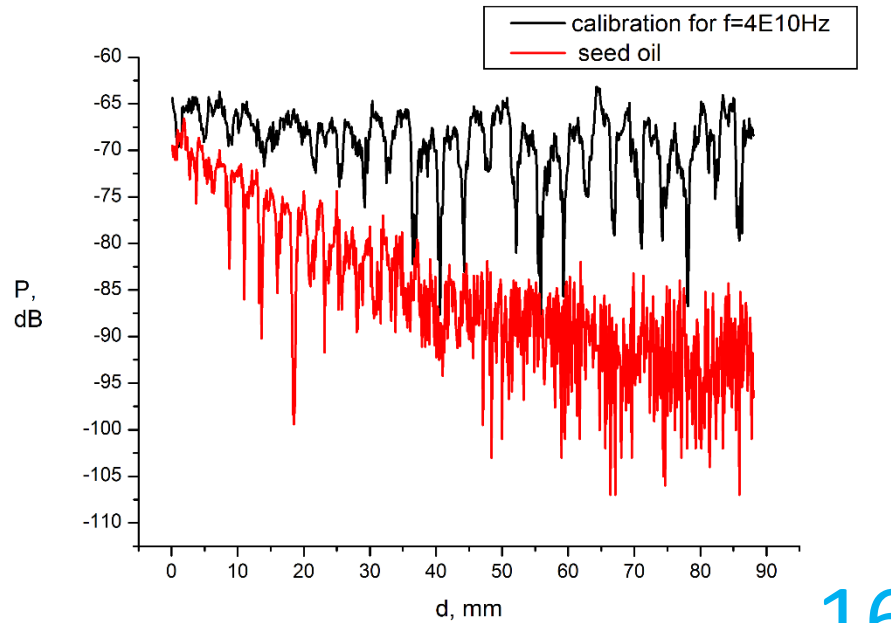
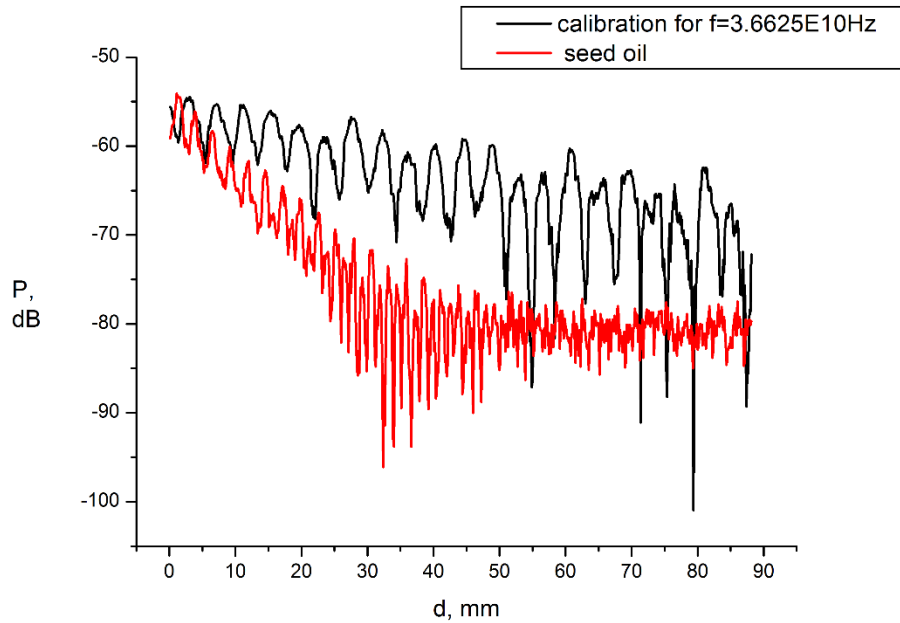
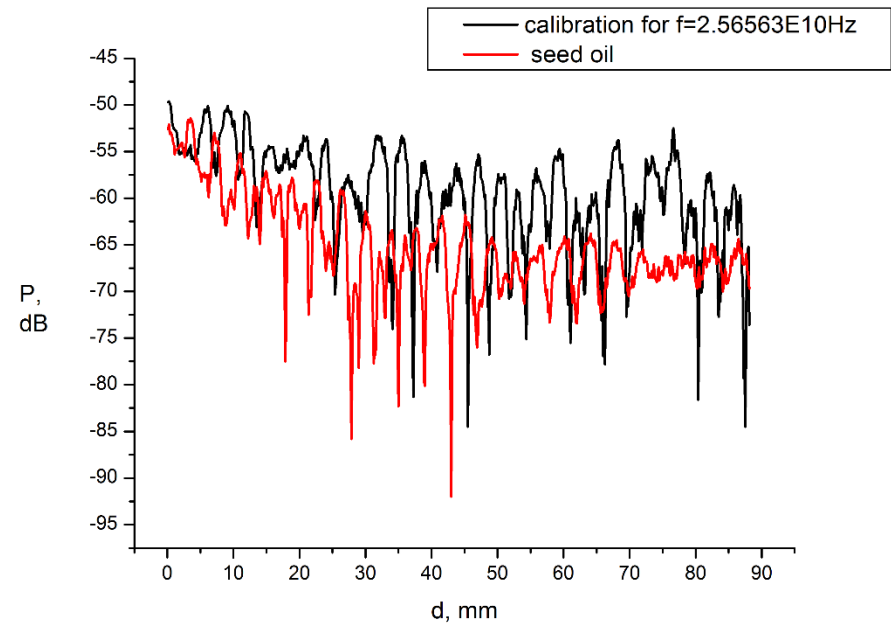
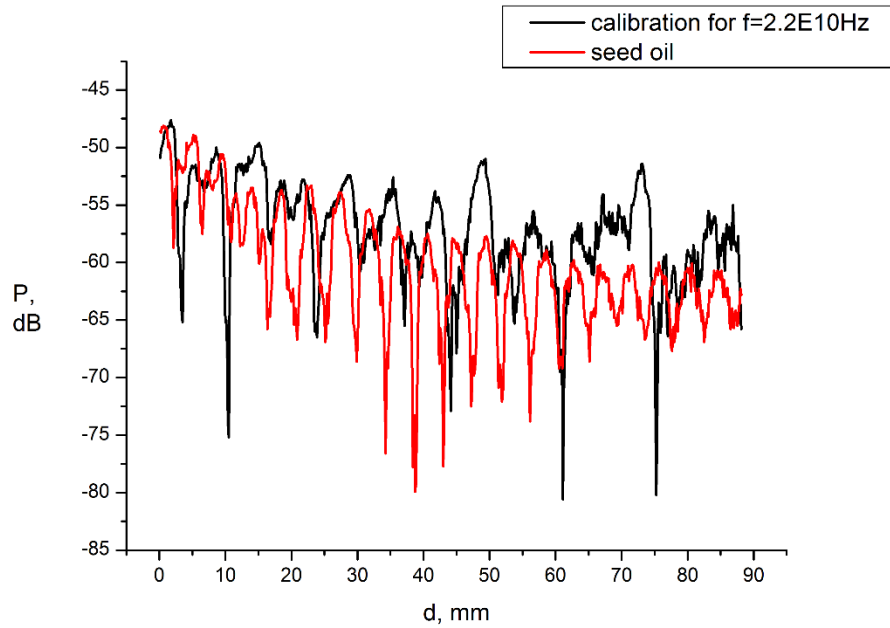
Комплексная диэлектрическая проницаемость трансформаторного и растительного масел



Кросс- поляризация для трансформаторного масла



Кросс- поляризация для растительного масла



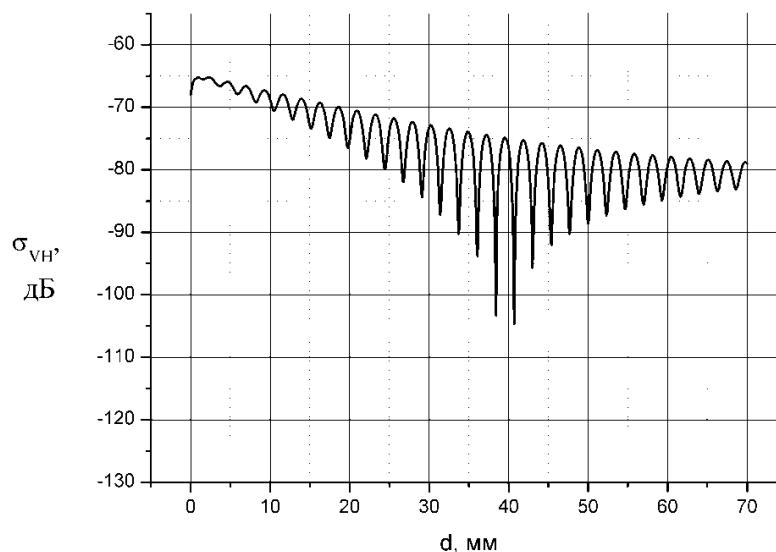
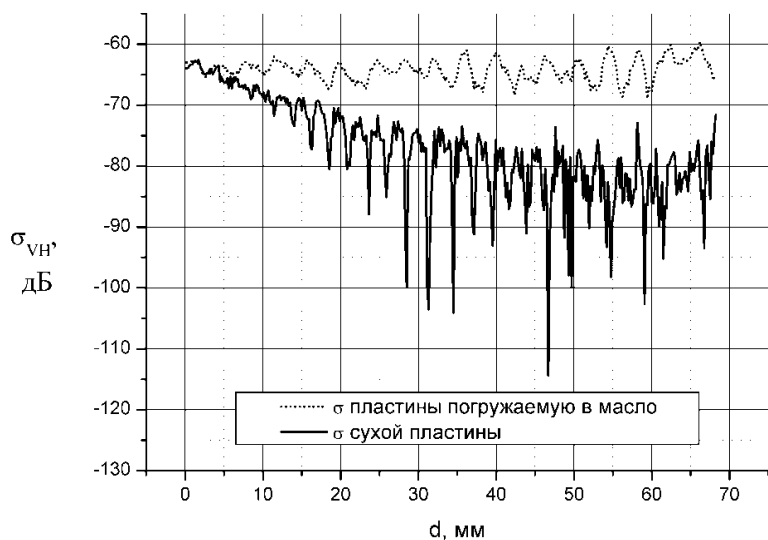
Мощность отраженного сигнала кроссполяризованной компоненты.

Линейно поляризованное поле, проникая в среду, вызывает движение зарядов не только в направлении поляризации проникающего поля, но и в других направлениях, поскольку заряды в среде взаимодействуют между собой. При этом направление колебаний зарядов в плоскости фронта проникающей волны случайно. Допуская, что это направление в интервале углов распределено равномерно $0 \div 2\pi$, получим, что вероятность направления колебаний зарядов вдоль линии перпендикулярной поляризации проникающей волны равна $\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2}\right) 2\pi = 1/2$

$$W^{p,s}(\phi_1) = \frac{A^{p,s}}{\left(1 - (V_{12}^{p,s}(0))^2\right)^{\frac{1}{2}} \exp(-2ik_2 h_{20})} \left(1 - (V_{12}^{p,s}(\phi_1))^2\right)^{\frac{1}{2}} \exp(-2ik_2 h_2)$$

$$A^{p,s} = V_{12}^{p,s}(0) \left(1 + \frac{1 - \exp(-2ik_2 h_{20})}{1 - (V_{12}^{p,s}(0))^2 \exp(-2ik_2 h_{20})}\right) \quad F_1 = \sqrt{W^{\parallel}(\phi_1) W^{\parallel}(\phi_1)^*} \quad F_2 = \sqrt{W^{\perp}(\phi_1) W^{\perp}(\phi_1)^*}$$

$$\sigma_{VH}(\phi_1) = \sigma_{HV}(\phi_1) = F_1 F_2$$



Список публикаций

1. Патент №2688825 (РФ). МПК G01R 27/26 (2006.01). Способ бесконтактного измерения комплексной диэлектрической проницаемости полупроводящих жидкостей. / Атутов Е.Б., Ломухин Ю.Л., Басанов Б.В.; Заявитель и патентообладатель Институт Физического Материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук. № 2022109575; заявл. 11.04.2018; опубл. 22.05.2019; Бюл. № 15.
2. Патент №272850 (РФ). МПК G01R 27/26 (2006.01). Способ бесконтактного определения диэлектрической проницаемости жидких диэлектриков в Ka-диапазоне/ Атутов Е.Б., Евтифеев А.А., Очиров О.Н., Базаров А.В.; Заявитель и патентообладатель Институт Физического Материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук. № 2020107555; заявл. 20.02.2020; опубл. 28.07.2020; Бюл. № 22.
3. Патент № 2766059 (РФ), МПК G01R 27/26 (2006.01). Способ бесконтактного определения диэлектрической проницаемости жидких диэлектриков в диапазоне 22–40 ГГц. / Цыдыпов Б.Г., Атутов Е.Б., Басанов Б.В., Базаров А.В., Гармаев Б.З.; Заявитель и патентообладатель Институт Физического Материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук. № 2021113774; заявл. 14.05.2021; опубл. 07.02.2022; Бюл. № 4; 1 с.
4. Патент № 2787302 (РФ), МПК G01R 27/26 (2006.01). Способ определения мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости жидких диэлектриков со слабым поглощением в диапазоне 22–40 ГГц. / Атутов Е. Б., Коровин Е.Ю., Гармаев Б.З., Басанов Б.В., Базаров А.В., Башкуев Ю.Б.; Заявитель и патентообладатель Институт Физического Материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук. № 2022109575; заявл. 11.04.2022; опубл. 09.01.2023; Бюл. № 4 ;1 с.
5. Атутов Е.Б. Гармаев Б.З. Коровин Е.Ю. Басанов Б.В. Базаров А.В. Цыдыпов Б.Г. Оценка погрешности интерференционного способа определения диэлектрической проницаемости в Ka-диапазоне на примере трансформаторного масла // Известия ВУЗов. Радиофизика, 2021, Т.64, №. 8–9, стр.650-658, DOI 10.1007/s11141-022-10167-2
6. Basanov B, Bazarov A, Bazarova A, Garmaev B, Korovin E, Atutov E Determination of the Complex Permittivity of a Liquid in the Ka Band from the Interference Dependence of the Reflection Coefficient on the Layer Thickness // 2022 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON), DOI:10.1109/SIBCON56144.2022.10002959
7. Atutov E.B., Garmaev B.Z., Korovin E.Yu., Basanov B.V., Bazarov A.V., Tsydyrov B.G. Estimation of the error of the interference method for determining the dielectric permittivity on the example of transformer oil in the Ka-band // Radiophysics and Quantum Electronics. 2022. V. 64. № 8–9. P. 650–658. DOI: 10.1007/s11141-022-10167-2.
8. Коровин Е.Ю. Оценка погрешности определения мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости слабо поглощающих жидкостей интерференционным способом в Ka-диапазоне/ Е.Ю. Коровин, Б.З. Гармаев, А.В. Базаров, А.С. Базарова, Е.Б. Атутов // Радиотехника. – 2023. – Т. 87, № 12. – С. 129-134.

Спасибо за внимание