

АКУСТОТЕРМОМЕТРИЯ ЖИДКИХ ОБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ ПЬЕЗОПРИЕМНИКОВ МЕГАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА

С. А. НАЙДА

Проведено сравнение характерных параметров методов радио- и акустотермометрии жидких объектов, полученных посредством уже созданных радиотермографов и расчетом вариантов акустотермометра с помощью апробированных в гидроакустике моделей антенн. Эти модели учитывают принципиальные различия между электромагнитными и акустическими антеннами, связанные как с граничными условиями на активных и пассивных частях антенн, так и с векторным характером электромагнитного и скалярным — акустического — полей. Отмечаются принципиальные ошибки в расчетах других авторов, не использующих модели гидроакустики.

Comparison has been made of characteristic parameters of the methods of radio and acoustothermometry of liquid objects obtained using the already developed radiothermographs and calculation of the variants of acoustothermometer using antenna models verified in hydroacoustics. These models account for the fundamental differences between the electromagnetic and acoustic antennas, related to boundary conditions in the active and passive parts of the antennas, and vector nature of the electromagnetic and scalar nature of the acoustic fields. Fundamental errors are noted in calculations of other authors, not using the hydroacoustic models.

Одним из пассивных методов контроля является акустико-эмиссионный, заключающийся в регистрации упругих волн в твердых телах, возникающих в результате локальной динамической перестройки их структуры. При этом применяются пьезопреобразователи из пьезокерамики ЦТС, а при температурах выше 300... 400 °С — из ниобата лития, у которого точка Кюри около 1200 °С. Прием спектра частот сигналов выше 1 МГц считается нежелательным. Метод пассивной акустической теплолокации твердых тел (особенно таких, где затухание электромагнитных волн значительно отличается от затухания упругих колебаний, например, в металлах, различных породах), на практическое приложение которого было обращено внимание в статье [1], не используется. Первой попыткой зондирования внутренней температуры жидких объектов (воды) по их собственному тепловому излучению является работа [2], где в качестве приемника теплового излучения использовалась пьезопластина из ниобата лития с согласующим слоем. Оказалось, что точность измерения температуры значительно меньше ожидавшейся в результате применения нулевого модуляционного метода измерения. Интенсивность теплового акустического излучения твердых тел при одинаковых условиях должна быть, по оценке [2], не ниже, чем жидких, и легко может регистрироваться пьезоприемниками (ПП) из ниобата лития. Поэтому методы акустотермометрии могут оказаться полезными и для технической диагностики и НК, при этом частотный диапазон метода акустической эмиссии выше 1 МГц. Нулевой модуляционный метод, избавляющий от наводок, может быть использован в готовом виде. В настоящей работе проблемы акустотермометрии анализируются на примере жидких объектов (воды, биологической ткани), однако их решение будет полезно и для акустотермометрии твердых тел.

Современным направлением в ранней медицинской диагностике является пассивное функциональное изображение человеческого тела в тепловом излучении в различных диапазонах частот [3]. Наибольшую интенсивность имеет инфракрасное излу-

чение в интервале длин волн 3...14 мкм, где она доходит до 10^{-2} Вт/см², т. е. больше, чем 100 Вт со всей поверхности тела. Это излучение несет информацию о поверхностной температуре тела.

Значительно слабее радиотепловое излучение, интенсивность которого на дециметровых волнах в полосе частот сотни мегагерц составляет порядка 10^{-12} Вт/см². Характерная глубина его проникновения в биологические ткани — несколько сантиметров. Интенсивность акустического теплового излучения в полосе частот 100 кГц вблизи частоты 1 МГц равна 10^{-13} Вт/см², а глубина проникновения достигает до 10 см.

Радиояростная температура является интегральной характеристикой, которая зависит не только от абсолютной температуры тела, но также и от распределения диэлектрических постоянных тканей, т. е. их эмиссионной способности. Поэтому для получения информации об абсолютной температуре тела и ее распределении по глубине радиотепловое излучение должно измеряться на нескольких длинах волн с различной глубиной поглощения. Длина радиоволн в теле человека в $\sqrt{\epsilon} \cong 7$ раз меньше, чем в воздухе, и составляет несколько сантиметров. Длина акустической волны в мегагерцевом диапазоне частот составляет порядка 1 мм, что позволяет получить на порядок лучшее пространственное разрешение, чем с радиотепловым излучением.

Спектры радиочастотного и акустического излучений и пороговая точность измерения температуры. Причиной как радиочастотного, так и акустического излучения тела человека является тепловое хаотическое движение его атомов и молекул. Выражения для среднего квадрата напряженности электрического поля электромагнитной волны E^2 и квадрата акустического давления p^2 можно получить непосредственно из закона излучения безграничной среды Рэля-Джинса, являющегося частным случаем закона Планка излучения абсолютно черного тела при $hf \ll kT$ (h — постоянная Планка):

$$\epsilon(f, T) = dI/df = (2\pi f^2 / v^2) kT,$$

где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; ϵ — спектральная плотность; I —



интенсивность излучения; v — скорость соответствующих волн в среде; f — частота.

После подстановки выражений для I получаем

$$E^2 = (4\pi f^2 / c^3) k T \Delta f, \quad (1)$$

$$p^2 = (4\pi f^2 / v_a) \rho k T \Delta f, \quad (2)$$

где c , v_a — скорость соответственно электромагнитных и акустических волн; ρ — плотность среды; $\Delta f \ll f$ — полоса частот, выделенная антенной или усилителем высокой частоты (УВЧ) из спектра шума.

Соотношения (1) и (2) используют для измерения температуры. Однако точность измерения θ/T на выходе квадратичного детектора, как известно, невысока и для «белого» шума будет

$$\theta/T = \sigma_y / y = \sqrt{2}, \quad (3)$$

где $y \equiv E^2$, p^2 ; σ_y^2 — дисперсия этих величин.

Сглаживание пульсаций происходит в фильтре нижних частот (ФНЧ) — обычно RC-фильтре с постоянной времени $\tau = RC$, определяющей полосу частот $\Delta\Omega = 1/\tau$. После ФНЧ точность измерения температуры

$$(\theta/T)_{\text{пор}} = \sqrt{2\Delta\Omega/\Delta\omega} = \sqrt{2/(\tau\Delta\omega)}. \quad (4)$$

Это соотношение справедливо при условии, что шумы приемного устройства намного меньше принимаемых шумов, и определяет его пороговую точность.

Сравнительный анализ обоих методов в зависимости от используемой частоты в рабочем для каждого из них диапазоне проводился в работе [4]. Для сравнения рассматривалась простая модель биологического объекта — однородной среды с постоянной известной температурой T_0 , в которой на глубине Z имеется участок, температура которого отличается от температуры среды на величину ΔT . Задачей являлось определение величины нагрева участка ΔT , его глубины Z и положения края X . Величины ΔT и Z рассчитывали, используя двухспектральное (двухчастотное) зондирование в среде с частотнозависимым затуханием. В качестве положения границы X нагретого участка использовалась координата перемещаемого по поверхности тела датчика, где сигнал спадает вдвое. Методы характеризовали следующими параметрами: минимальным временем измерения τ и глубиной зондирования L , т. е. максимальным расстоянием, на котором можно регистрировать заданное изменение температуры ΔT в плоскости биологического объекта (ΔX) и по глубине (ΔZ).

При определении величин ΔT и Z использовали выражения для измеренной датчиком на частотах f_1 и f_2 температуры $T_1 = T_0 + \Delta T e^{-Z/\delta_1}$ и $T_2 = T_0 + \Delta T e^{-Z/\delta_2}$, где δ_1 , δ_2 — длины затухания волны. Оценивали точности определения координат Z и X , тогда как для величины ΔT она не определялась. Из приведенных выше выражений видно, что условием применения двухспектрального метода является неравенство $\Delta T e^{-Z/\delta} > \theta$, т. е. точность

определения координат в $e^{+Z/\delta}$ раз хуже, чем точность измерения самой температуры T_0 .

Вместо термина «точность» в работе [4] употреблялся термин «чувствительность» (обозначает минимальную обнаруживаемую разность температур), взятый из радиоастрономии и относящийся к абсолютной температуре. Для оценки чувствительности использовали выражения θ_R и θ_A для радио- и акустотермографии, аналогичные соотношению (4), но в которые вместо $\Delta\omega$ входит Δf . Ошибка в сторону завышения θ , если под τ понимать постоянную времени ФНЧ, составит $\sqrt{2\pi} \approx 2,5$ (250 %). Из того обстоятельства, что полоса пропускания единичного акустического датчика на три порядка хуже, следует, что его точность при одинаковой постоянной времени τ в 30 раз хуже, чем радиометрического. Компенсировать этот недостаток, по мнению авторов [4], можно используя матричный приемник — матрицу акустических датчиков из $m \times m$ элементов и квадратичное суммирование сигналов из их выходов, что якобы должно привести к уменьшению θ_A в m раз. Однако квадратичное суммирование напряжения шума приводит к одновременному увеличению его дисперсии, и в соответствии с соотношениями (3) не изменяет точности.

Отметим, что в случае электроакустических датчиков-приемников под чувствительностью понимают отношение электрического напряжения на выходе приемника к акустическому давлению. Такая чувствительность, действительно, увеличится в m раз. В гидроакустике часто вводят в рассмотрение две величины чувствительности: по полю и по давлению. В первом случае под давлением понимают давление в плоской волне, падающей на антенну в направлении нормали к поверхности, а во втором — давление на самой поверхности антенны.

Характеристики реализованных радиотермометров. За время, прошедшее между публикациями [4] и [3], для исследований мозга был изготовлен 12-канальный радиотермометр, работающий на длинах волн в воздухе 10, 18 и 35 см. С его помощью и с контактными антенными аппликаторами получены пространственное разрешение 1...2 см и точность измерения температуры при постоянной времени 12 мс лучше, чем 0,07 °С. Аппликаторы служили для согласования электрических импедансов антенн и биологических тканей, без чего большая часть радиотеплового излучения, идущего из глубины тела, отражалась бы от его поверхности. Кроме того, их применение приводит к улучшению пространственного разрешения, так как поперечные размеры антенн одного порядка с длиной волны в тканях. С помощью этого радиотермографа было, в частности, установлено, что во время сна радиояркая температура мозга уменьшается более чем на 1 °С, а во время гипноза правая полусфера излучает больше, чем левая.

Для визуализации радиотеплового излучения на длинах волн в воздухе 3 и 8 см использовали эллиптическое сканирующее зеркало. Объект находился в одной фокальной точке плоскости зеркала, а приемник — в другой. Поскольку харак-



теристическая глубина, с которой такое излучение выходит из тела, равна соответственно 0,3 и 1,5 мм, полученная информация должна быть довольно близкой к полученной с помощью инфракрасного изображения кожи. Однако в отличие от инфракрасного коротковолновое излучение проникает через слои эпидермы, волосы, одежду и даже через plaster-бандаж. Это создает новую возможность для мониторинга функциональной динамики кровотока в подкожных тканях. Было также получено через одежду термоизображение реакции торса на нитроглицериновый тест.

Состояние разработок акустотермометра. Что касается акустотермометрии, то глубинную температуру тела не удалось получить и до настоящего времени. Одной из причин этого, на наш взгляд, явилось отсутствие у исследователей [5–8, 13–15] понимания принципиальных различий между электромагнитными и акустическими приемными антеннами теплового излучения, связанных как с граничными условиями на активных и пассивных поверхностях антенн, так и с векторным характером электромагнитного и скалярным — акустического поля в воде. Несмотря на то, что методы расчета акустических антенн хорошо разработаны и апробированы в гидроакустике [9], в работах [5–8] они не использовались.

При экспериментальном исследовании одночасотного термометра в качестве акустической антенны использовалась пьезоэлектрическая квадратная или круглая пластина, через один или два четвертьволновых слоя нагруженная на воду, а электрически — параллельной индуктивностью L , настроенной в резонанс с емкостью заторможенного преобразователя на частоту, близкую к антирезонансной частоте. Особенностью такой антенны является то, что ее размеры значительно больше длины акустической волны в воде, поэтому такая антенна является направленной.

Известно, что радиус пространственной корреляции диффузного поля равен $\rho_k = \lambda/2$. Разобьем приемник с площадью поверхности A_0 на N независимых приемников с поверхностью каждого $\pi\rho_k^2$. Пренебрегая направленностью элементарных приемников и учитывая, что средний квадрат силы, действующей на всю поверхность, в $N = A_0/\pi\rho_k^2$ раз больше силы, действующей на один приемник, получим значение квадрата среднего по поверхности давления

$$\langle p^2 \rangle = p^2 \pi \rho_k^2 / A_0 \ll p^2. \quad (5)$$

Строгое решение задачи преобразования спектра давления тепловых акустических колебаний (2) в электрические колебания на выходе преобразователя в рамках модели дальнего поля помех антенны получено в [10]. Согласно этой модели коэффициент преобразования давления в напряжение равен

$$K_{ш} = U_{ш} / p_{ш} = K_{п}(f) / \sqrt{K}, \quad (6)$$

где $K_{п}(f)$ — коэффициент преобразования в напряжение давления плоской волны, падающей на

антенну в направлении нормали к ее поверхности (чувствительность по полю), а осевой коэффициент концентрации антенны с площадью A_0

$$K = 4\pi A_0 / \lambda^2. \quad (7)$$

Для пьезопластины с волновым акустическим сопротивлением z_0 , воздушной тыльной нагрузкой $z_1 = 0$, без, с одним или двумя четвертьволновыми слоями соответственно с $z_2 < z_3 < z_0$ или $z_2 < z_3 < z_4 < z_0$ (z_2 относится к среде) на антирезонансной частоте

$$K_{п0} = l_0 / e_{33}, \quad K_{п0} = (z_3 / z_2)(l_0 / e_{33}), \quad (8)$$

$$K_{п0} = (z_3 / z_4)(l_0 / e_{33}),$$

где $l_0 = v^D / 2f_0$ — толщина пьезопластины; v^D — скорость звука в ней при постоянной электрической индукции D ; e_{33} — электрическая постоянная. В соответствии с (8) слои действуют как трансформаторы давления, увеличивая $K_{п0}$. Кроме того, они расширяют полосу пропускания Δf в отсутствие демпфера. При этом, подбирая значения z_2, z_3, z_4 и L , можно добиться, чтобы внутри полосы выполнялось соотношение $K_{п}(f) \cong K_{п0}$, а вне ее — $K_{п}(f) = 0$.

Из равенства (6) следует, что чем больше коэффициент концентрации антенны K , тем меньше коэффициент преобразования давления теплового шума или, что то же самое, среднее во времени и по поверхности давление

$$\langle p^2 \rangle_s = p^2 / K = p^2 \lambda^2 / 4\pi A_0. \quad (9)$$

Оно в π^2 раз меньше, чем в (5); π^2 равно коэффициенту концентрации элементарного приемника с диаметром λ . Подставляя (2) и (9) в выражение $U_a = K_{ш}^2 \langle p^2 \rangle_s$, получаем

$$U_a^2 = (z_2 / A_0) k T K_{п0}^2 \Delta f. \quad (10)$$

Видно, что направленность акустической антенны позволяет преобразовать спектр интенсивности (2) в «белый» шум напряжения на выходе преобразователя. При этом полоса частот, в которой $K_{п}(f) = K_{п0}$, может быть $\Delta f / f_0 \cong 1$, в результате чего точность увеличивается в 3, а интенсивность — в 10 раз.

Посмотрим, какие значения U_a^2 могли наблюдаться в эксперименте [5]. В нем использовалась пластинка из ниобата лития LiNbO_3 размером $1 \times 1 \text{ см}^2$ ($A_0 = 10^{-4} \text{ м}^2$), имеющая частоту $f_0 = 1,3 \text{ МГц}$, и четвертьволновая пластинка из хлористого калия, что, по утверждению авторов, обеспечивало довольно эффективное согласование в рабочей полосе частот 0,9...1,8 МГц. Возьмем из [9] значения параметров z -среза кристалла из LiNbO_3 : $\rho_0 = 4,64 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $v^D = 7800 \text{ м/с}$ ($z_0 = \rho_0 v^D = 33,87 \text{ Па} \cdot \text{с/м}$), $e_{33} = 1,22 \text{ Кл/м}^2$, $\epsilon^s = 20,4 \cdot 10^{-11} \text{ Ф/м}$, $N_t \cong f_0 l_0 = v^D / 2 = 3650 \text{ Гц} \cdot \text{м}$, откуда $l_0 = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Для материала KCl $\rho = 1,99 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $c = 4,52 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $z = 8,95 \cdot 10^6 \text{ Па} \cdot \text{с/м}$. Подставив необходимые значения в (5) и (7), получим $K_{п0} = 13,7 \cdot 10^{-3} \text{ В/Па}$, $\sqrt{K} = 31$. Обратим



внимание, что значение емкости заторможенного преобразователя $C_0 = \epsilon A_0 / l_0 = 72$ пФ очень мало, и значение параллельной индуктивности определяется емкостью соединительного кабеля.

Согласно уравнению (10) $U_a^2 = 1,1 \cdot 10^{-8}$, а $(U_a^2)^{1/2} = 104$ мкВ. Эффективное напряжение $(\bar{U}_a^2)^{1/2}$ есть ЭДС эквивалентного генератора шумового сигнала, внутренний импеданс Z которого комплексный, а вещественная часть в полосе частот Δf будет:

$$\text{Re}Z = R(f_0) = [z_2 / (4A_0)] K_{\Pi 0}^2. \quad (11)$$

Согласно теореме Найквиста она является источником собственного теплового электрического шума преобразователя с квадратом эффективного напряжения

$$U_{\Pi \Theta}^2 = 4RkT_{\Pi} \Delta f, \quad (12)$$

где T_{Π} — температура ПП. Поскольку источники напряжения шума $(U_a^2)^{1/2}$ и $(U_{\Pi \Theta}^2)^{1/2}$ независимые, то на выходе ПП квадрат суммарного напряжения

$$U_{\Sigma}^2 = U_a^2 + U_{\Pi \Theta}^2. \quad (13)$$

Можно показать [10], что следствием комплексной теоремы взаимности ПП как пассивного четырехполюсника в общем случае $z_1 \neq 0$ является соотношение

$$K_{\Pi}^2(f) \cong 4R(f)A_0 / (Gz_1 + z_2), \quad (14)$$

где $G = 1$, $G = (z_2 / z_3)^2$, $G = (z_4 / z_3)^2$ соответственно для случаев отсутствия, наличия одного или двух четвертьволновых слоев. С учетом соотношения (14)

$$U_a^2 / U_{\Pi \Theta}^2 = (T / T_{\Pi}) / (1 + Gz_1 / z_2). \quad (15)$$

Отсюда следует, что при $T / T_{\Pi} \cong 1$, отсутствии слоев и $z_1 / z_2 \gg 1$, в этом случае для получения широкой полосы пропускания ПП необходимо, чтобы отношение (15) было значительно меньше единицы. Поэтому для использования в акустотермометрии такой случай не представляет интереса. При наличии же слоев и условии $Gz_1 / z_2 \ll 1$ $U_a^2 \cong U_{\Pi \Theta}^2$, а $U_{\Sigma}^2 \cong 2U_a^2$. Соответственно и точность измерения температуры θ будет в 2 раза ниже пороговой из уравнения (4).

В приведенном выше примере ПП из LiNbO_3 коэффициент $G = [1,5 \cdot 10^6 / (9 \cdot 10^6)]^2 = 1/36$ и даже при $z_1 / z_2 = 4Gz_1 / z_2 \cong 0,1 \ll 1$, так что $(U_{\Sigma}^2)^{1/2} \cong \sqrt{2} \cdot 104 = 147$ мкВ. Измерение этого напряжения позволяет проверить изложенную теорию с помощью одного только электронного вольтметра с достаточной полосой частот и чувствительностью. В работе [5], к сожалению, такие данные не приводятся.

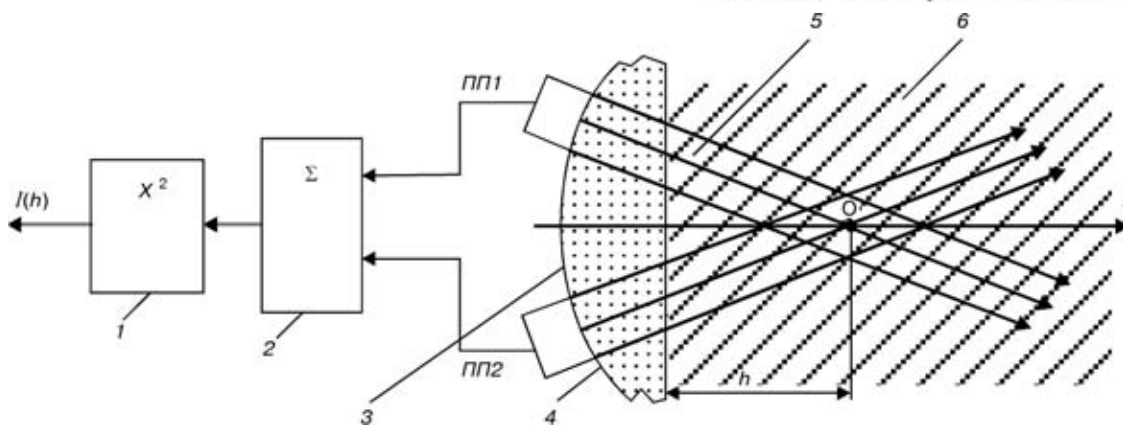
Вопрос о величине U_{Σ}^2 рассматривался в [6, 7].

В статье [6] она определялась «по формуле Найквиста $U^2 = 4k \text{Re}Z_{\Sigma} \Delta f$, где $\text{Re}Z_{\Sigma}$ — действительная часть полного выходного импеданса ПП, соединенного с электрической нагрузкой. В величину Z_{Σ} вносят вклад исследуемые шумы объекта, а также собственные шумы пьезопреобразователя и демпфера». Ошибочность последнего предложения и всей фразы в том, что, как показано выше, источники обоих шумов разные. Интересно отметить, что здесь повторена ошибка работы [12], где утверждалось, что «напряжение отклика гидрофона на тепловой шум среды есть шум Найквиста сопротивления излучения нагруженного гидрофона», и измерение импедансным методом зависимости этого сопротивления от частоты принималось за измерение спектра тепловых флуктуаций давления в среде. Фактически же в [6] учитываются только собственные шумы ПП.

В статье [7] предполагается, что «ПП принимает акустическое излучение из исследуемого объекта и демпфера, который входит в ПП и температура которого T_p определяет интенсивность большей части излучения, не зависящую от температуры среды T . Меньшая часть — полезный сигнал — определяется разностью температур $T - T_p$ ». Большая часть выражается через действительную часть электрического импеданса $\text{Re}Z(f)$ нагруженного ПП (заметьте, здесь уже не Z_{Σ}) по формуле Найквиста, а «полезная» определяется выражением $KK_p^2(f) (z_2 / A_0) (T - T_p) df$, где $p^2 = K(z_2 / A_0) (T - T_p) df$ — средний квадрат звукового давления тепловых флуктуаций. Очевидно, что цель такого, по словам автора, «искусственного приема» — объяснить, не располагая соответствующей моделью, «белый» электрический шум акустического излучения на выходе ПП и малое значение его эффективного напряжения.

В работе [8], используя характеристику направленности круглой акустической антенны $\Phi(\theta) = 2J_1(ka\theta) / (ka\theta)$, где J_1 — функция Бесселя первого порядка; $k = 2\pi / \lambda$; a — радиус антенны ($ka \gg 1$); θ — угол между нормалью к плоскости антенны и направлением приема плоской волны, для среднего квадрата тепловых флуктуаций давления (среднего и по поверхности ПП) получили выражение, совпадающее с (9) после подстановки в него (2), однако вопреки утверждению авторов [8] никак не с $p^2 = k(z^2 / A_0) (T - T_p) \Delta f$ в (4). Поскольку для получения значения $U_a^2 = K_p < p^2 >$ нужно значение величины K_p^2 , авторы только отмечают, что преобразователь акустически идеально согласован со средой. В действительности это не обязательно — нужно взять коэффициент преобразования (чувствительность) по полю, в котором степень отражения уже учтена.

Проблемы создания акустотермометра для функциональной диагностики человеческого тела. Особенностью такого акустотермометра является необходимость достижения высокой точности измерения внутренней температуры ($\sim 0,2$ °C) в реальном времени (~ 1 с). Как будет показано ниже,



Принципиальная схема устройства для определения коэффициента поглощения γ [13] (обозначения см. в тексте)

этим требованиям отвечает оптимальный вариант фокусируемого акустотермометра. С какими проблемами приходится сталкиваться при многоканальном и многоспектральном зондировании, требующем знания частотно-зависимого коэффициента поглощения, рассмотрим на примере работ, где объектом исследования являлось или предполагалось человеческое тело. Особое внимание обратим на точность измерения и ее интерпретацию авторами.

В работе [13] была поставлена задача решить основную проблему: «предложить вариант пассивной томографии (этот термин стали употреблять для многоканальной акустотермометрии), не использующей априорную информацию о коэффициенте поглощения интенсивности». Принципиальная схема устройства для определения коэффициента поглощения γ в глубине объекта с помощью выделения сигнала, выходящего из каждого участка человеческого тела, приведена на рисунке. Здесь используются следующие обозначения: ПП1, ПП2 — преобразователи; 1 — сумматор напряжений; 2 — квадратичный детектор; 3 — иммерсионная жидкость; 4, 5 — аппаратные функции (автор [13] ошибочно называет их диаграммами направленности, характеризующими только дальнюю зону или зону Фраунгофера); 6 — исследуемый объект; $I(h)$ — интенсивность суммарного сигнала на выходе квадратичного детектора; O — характерная точка области пересечения аппаратных функций. Форма поверхности ПП и иммерсионной жидкости под ними не определены. Указано, что величину h можно изменять путем одновременного перемещения ПП1 и ПП2 либо поступательно относительно поверхности объекта, либо путем их вращения (заметим, что при сферической поверхности это не приведет к изменению h). Предполагается, что определяется максимальное значение функции корреляции $J(h) = I(h) - 2I_0$, где I_0 — интенсивность сигнала с выхода каждого из преобразователей. Для функции корреляции предлагается следующее выражение:

$$J(h) = 2I_0 \int_0^{\infty} R(h, l) G(l) dl, \quad (16)$$

где

$$G(l) = \gamma(l) \exp \left[- \int_0^l \gamma(\xi) d\xi \right]. \quad (17)$$

Для того, чтобы решить интегральное уравнение (16) относительно $G(l)$, предлагается измерить функцию корреляции излучения, создаваемого тонким слоем вещества с большим коэффициентом поглощения. При данном значении h слой помещается последовательно на разных расстояниях l от границы исследуемого тела и измеряется величина $I(h, l) = 2R(h, l)$. Значение $\gamma(l)$ предлагается получить из соотношения $\gamma(l) = G(l) / [1 - \int_0^l G(\xi) d\xi]$.

Однако следует отметить, что поскольку создать такой слой в теле человека в принципе невозможно, то невозможно и определить значение γ в точке h , а следовательно, и температуру по схеме некоррелированного приема отдельным излучателем.

Обратим внимание на то, что если поверхности ПП и иммерсионной жидкости будут сферические с центром в точке $F = R$ и $F < 1/\gamma$, а диаметр ПП удовлетворяет условию $\lambda \ll d < 2\sqrt{\lambda F}$, то квадрат напряжения на электродах отдельного ПП от излучения из точки F , как и в случае фокусируемого акустотермометра [10], будет равен:

$$U_{\text{сф}}^2 = \frac{\pi z_2}{F^2} k T(F) K_{\text{н0}}^2 \Delta f, \quad (18)$$

т. е. от площади ПП не зависит. Сумма квадратов напряжения от диффузного излучения и равного ему собственного шума ПП определяется соотношением $U_{\text{ш}}^2 = 2U_{\text{а}}^2$, где $U_{\text{а}}^2$ получаем из формулы (10) с заменой A_0 на S , т. е. обратно пропорциональна площади S апертуры ПП. Поскольку точность измерения температуры $T(F)$ определяется суммарным шумом, то при неравенстве $U_{\text{сф}}^2 \ll 2U_{\text{а}}^2$ (или $\pi S / F^2 \gg 2$) она равна пороговой из (4), а при обратном неравенстве — в $2F^2 / \pi S$ раз хуже. Увеличение значения m числа ПП в последнем случае ($\pi S / F^2 > 2$) будет увеличивать в m раз отношение $U_{\text{сф}}^2 / (2U_{\text{а}}^2)$, а следовательно, и точность измерения температуры, которая будет приближаться сверху к пороговой из (4). В случае же, если суммарная площадь используемых ПП



равна максимально возможной ($2\pi F^2$), а их число увеличивается, то отношение $U_{\text{сф}}^2 / (2U_a^2)$ остается постоянным, а точность равна пороговой из (4). Поэтому сумматор в данном случае не нужен. Это обстоятельство существенно, так как частота единичного усиления в отечественных ОУ (на них строятся сумматоры) не превышает ~ 1 МГц.

Возможность определения пространственного распределения температуры в кисти руки методом многоспектрального зондирования экспериментально исследовалось в [14, 15]. В статье [14] кисть руки располагалась в ванне с водой с температурой 22,5... 25,5 °С на расстоянии 200 мм от ПП диаметром $d = 10$ мм. Тепловое акустическое излучение модулировалось с помощью механического обтюлятора. При открытом обтюляторе ПП регистрировал суммарное излучение кисти и воды, а при закрытом — только воды, служившей температурным эталоном. Сигнал от ПП подавался через предварительный усилитель на анализатор спектра (АС) с полосой частот около 64 кГц, работающий в режиме пилообразного изменения частоты от внешнего генератора с периодом 200 с. В течение одного полуцикла развертки частота линейно увеличивалась от 1,25 до 3,00 МГц, а в течение другого — уменьшалась от 3,00 до 1,25 МГц. Сигнал с выхода АС, пропорциональный акустостоярковой температуре T_A , непосредственно, а сигнал с выхода синхронного детектора (СД), на который подавалось опорное напряжение с обтюлятора, и сигнал с АС — через фильтр низких частот (RC-цепочку) и усилитель постоянного тока, поступали на персональный компьютер. Сигнал с СД пропорционален разности акустостоярковых температур кисти и воды, называемой авторами инкрементом: $\Delta T_A = T_A - T_B$. Полная длительность одного цикла измерений составляла 16,5 мин, тогда как постоянная времени RC-цепочки, определяющая пороговую точность измерения температуры, равнялась 3 с. Флуктуации сигнала на выходе АС максимальны в диапазоне 1,7... 2,5 МГц и спадают до нуля на частотах около 1,5 и 3 МГц (около 20 %), на что авторы не обращают внимания, а среднее значение его от частоты не зависит. Отсюда можно определить полосу частот ПП $\Delta f_{\text{ПП}} \cong 0,8$ МГц и среднюю частоту $F_{\text{ср}} = 2,1$ МГц. О недостатках в постановке эксперимента свидетельствует и большой разброс значений измерявшегося активным методом (на «просвет») на частоте $f = 2$ МГц коэффициента поглощения интенсивности $\gamma = 0,5 \pm 0,3 \text{ см}^{-1} = 0,2... 0,8 \text{ см}^{-1}$. Авторы [14] констатируют «слабую частотную зависимость T_A и большую погрешность ее измерения, что не позволяет использовать многоспектральное зондирование для восстановления распределения температуры». Объяснить причину такой зависимости можно тем, что условия применения многоспектрального зондирования — $\Delta T > \theta \text{exr}(\gamma L)$ и $L\gamma(f) > 1$, где L — толщина кисти, — не выполняются, а также тем, что доля интенсивности акустического сигнала в суммарном шуме мала.

В эксперименте [15] АС отсутствовал — на его месте находился квадратичный детектор. Мощ-

ность теплового акустического излучения регистрировалась в полосе частот $\Delta f \cong 0,8$ МГц. Выходной сигнал СД, пропорциональный разности акустостоярковых температур аквариума с водой ($T_B = 28,2$ °С), черного тела, кисти руки испытуемого и температуры воды, фиксировался на компьютере через каждые 3 с, равные постоянной интегрирования RC-цепочки. Кисть руки была повернута к ПП ладонью либо тыльной стороной как параллельными к ПП, так и под углом 45° поверхностями. Полное время измерений для каждого из положений руки в приводимом в статье [15] рисунке составляло 2 мин. Получено, что температура $T_{\text{Ач}}$ черного тела, равная его термодинамической температуре: на 8 К превышает температуру аквариума, а инкремент кисти ΔT_A испытуемого составляет 4 К. Можно видеть, что флуктуации ΔT_A и $\Delta T_{\text{Ач}}$ происходят с размахом $\cong 3$ К, что авторами [15] не отмечается. Они указывают, что погрешность измерения температуры определяется по ширине шумовой дорожки «как отношение среднего квадратического отклонения к корню квадратному из числа независимых измерений». Для длительности измерений 0,5 и 3 мин называются погрешности 0,3 и 0,1 К. Такая оценка, как будет показано ниже, является ошибочной.

Остановимся на вопросе точности измерения температуры на конечном интервале времени или по конечному числу N выборочных точек T_i , следуя общей теории прикладного анализа случайных величин [16]. В этом случае определяются не истинная температура T и ее дисперсия σ_T^2 , а их оценки

$$T = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i, \quad \tilde{\sigma}_T^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (T_i - \tilde{T})^2, \quad (19)$$

которые также являются случайными величинами и при многократном повторении эксперимента будут изменяться. Для установления качества оценок используется их математическое ожидание $E[\tilde{X}]$, где в скобках находится оцениваемый параметр. Для указанных выше оценок

$$E[\tilde{T}] = E\left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i\right] = \frac{1}{N} E\left[\sum_{i=1}^N T_i\right] = \frac{1}{N}(NT) = T,$$

$$E[\tilde{\sigma}_T^2] = E\left[\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (T_i - \tilde{T})^2\right] = \frac{1}{N-1} E\left[\sum_{i=1}^N (T_i - \tilde{T})^2\right] = \sigma_T^2, \quad (20)$$

т. е. математическое ожидание равняется оцениваемому параметру. Оценки (19) являются несмещенными. Цепь преобразований во второй формуле (20) сокращена.

Точность определения истинной температуры определяется суммой оценки дисперсии и среднеквадратичного отклонения оценки от температуры

$$\theta^2 = \tilde{\sigma}_T^2 + \tilde{\sigma}_T^2 / N. \quad (21)$$



В работе [15], как указывалось выше, она ошибочно взята равной $\theta' = \tilde{\sigma}_T / \sqrt{N}$, т. е. второму значительно меньшему члену. Учитывая то, что температура T_i фиксировалось на компьютере каждые 3 с, а значения $\theta' = 0,3; 0,1$ К — для времени измерений 0,5 ($N = 10$) и 3 мин ($N = 60$), получим $\tilde{\sigma}_T = 0,95; 0,88 (\approx 1)$ К. Следовательно, $\theta \approx \tilde{\sigma}_T \approx 1$ К.

С учетом того, что истинное значение точности определения температуры 1 К, утверждение авторов [15], что декремент акустостермостной температуры ладони на $0,5...1$ °С (т. е. в пределах точности) больше, чем тыльной стороны, является необоснованным.

Из того, что точность измерения температуры $\pm 1,0$ К (0,3 %) значительно больше пороговой $\theta_{\text{пор}} = 2T\sqrt{2}/(\Delta\omega\tau) = 0,2$ К, следует, что причиной расхождения является (как и в [5]) сама схема измерения. Об этом свидетельствуют также тот факт, что ширина шумовой дорожки при измерении ΔT_A кисти, когда можно ожидать нестационарных процессов в теле, и воды и черного тела одинаковая.

Ширина дорожки при измерении интенсивности шума на выходе АС равна 20 % [14], а на выходе ФНЧ [15] — 0,5 %, откуда отношение $20/0,5 = 40$, что значительно больше, чем следовало бы из отношения $\sqrt{\Delta\omega_1/\Delta\omega_2} = \sqrt{800/64} = 3,5$. Тогда можно сделать вывод, что постоянная времени на выходе АС значительно меньше 3 с.

Фокусируемый акустотермометр. В работе [10] предложено использовать фокусируемый ПП с диаметром $D \gg \lambda$. Показано, что средний квадрат суммарного напряжения на выходе фокусируемого ПП при $z_1 = 0$

$$U_{\Sigma\Phi}^2 \sim U_{\text{ал}}^2 [2 + [\pi D/(2F)]^2], \quad (22)$$

где U_a^2 определяется по формуле (10), а F, D — фокусное расстояние и апертура линзы. Существование, что линза должна быть эллиптической, т. е. безабберационной. В отличие от линзы радиотермографа, в которой объект находится в одной фокусе, а приемник — в другом, в акустической линзе в фокусе находится только интересующая область в глубине тела, а ПП — вне тела и перед поверхностью эллиптической линзы. Из требования существования вещественных значений решения уравнения эллипса, соответствующего указанному выше положению объекта и приемника, следует, что для вогнутой линзы

$$D/(2F) \leq \sqrt{(1-n)/(1+n)}, \quad (23)$$

где $n = c_{\text{ж}}/c_{\text{л}} < 1$ — показатель преломления материала линзы; $c_{\text{л}}$ и $c_{\text{ж}}$ — скорости звука в линзе и жидкости. Для двояковогнутой линзы фокусное расстояние в два раза меньше, так что отношение $D/(2F)$ — в два раза больше. Для линзы из оргстекла в воде $n = 1,5 \cdot 10^3 / 2,37 \cdot 10^3 = 0,635$ и $[\pi D/(2F)]^2 = 9 \gg 2$. При этом, как видно из (19), основной вклад в $U_{\Sigma\Phi}^2$ дает излучение из области фокуса. Отсюда, во-первых, следует, что

можно измерять абсолютную глубинную температуру тела одночастотным, одноканальным методом. Причем в отличие от двухчастотного метода, рассматривавшегося в [4], частоту нужно выбирать возможно низкую с малым затуханием, а следовательно, и большой глубиной проникновения в ткань. Во-вторых, увеличивается точность до значения пороговой, т. е. она в $2e^{\gamma F}$ раза лучше, чем при нефокусируемом ПП (здесь γ — коэффициент затухания на частотах нефокусируемого ПП). И наконец, в-третьих, интенсивность шумового сигнала на входе УВЧ значительно больше, что позволяет превысить собственные шумы усилителя.

Влияние элементов схемы на точность измерения температуры акустотермометром. В экспериментах [6, 14, 15] напряжение шумов с ПП на вход УВЧ подавалось через повышающий трансформатор с коэффициентом трансформации M . Из схемотехники известно, что существует оптимальное значение M , равное

$$M_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{(U_{\text{yc}}/I_{\text{yc}})}{|Z|}} = \sqrt{R_{\text{опт}}/Z}. \quad (24)$$

Здесь U_{yc} и I_{yc} — шумовые напряжения и ток эквивалентных генераторов напряжения и тока бесшумного усилителя. При этом коэффициент шума минимальный и при $U_{\text{yc}} = MU_{\text{ПП}}$ равен $F_{\text{мин}} = 3$, а оптимальное значение квадрата напряжения шума на входе усилителя $U_{\text{вх.опт}}^2 = 4U_a^2$ (U_a^2 определяется по формуле (10)), а точность

$$(\theta/T)_{\text{мин}} = 4(\theta/T)_{\text{пор}}. \quad (25)$$

Обратим внимание, что источники величин U_{yc} и I_{yc} разной природы, поэтому $R_{\text{опт}}$ не является эквивалентным сопротивлением шумов усилителя, квадрат напряжения которых определяется по формуле Найквиста, как это ошибочно делается в статье [7], где понятие $M_{\text{опт}}$ отсутствует. При значениях же $M \neq M_{\text{опт}}$ (21) точность может быть более, чем на порядок, хуже пороговой.

Следует обратить внимание на разный характер спектра шума, создаваемого эквивалентными источниками шума на входе усилителя. Если тепловой шум U_{yc} ограничен полосой усиления усилителя, то шум, создаваемый током I_{yc} на импедансе $|Z| \approx \text{Re}(Z)$, так же, как и собственный шум ПП, сосредоточен в его полосе пропускания $\Delta f = 0,8...0,9$ МГц. Такой же характер и суммарного спектра при $M > M_{\text{опт}}$, измерявшегося в [14], о чем уже говорилось. В работе [14] авторы на это не обращают внимания, считая, что это и есть спектр акустического шума, интенсивность которого пропорциональна температуре кисти, и допускают в статье [15] ошибку в определении точности измерения температуры.

Большой уровень амплитуды шумового сигнала фокусируемого ПП позволяет входным элементом УВЧ взять полевой транзистор, имеющий меньший, чем биполярный, коэффициент усиления, но только один эквивалентный генератор шума U_{yc} , и исключить влияние усилителя на точность акустотермометра.



Для исключения влияния на точность измерения уходов усиления в работе [7] использовался нулевой модуляционный метод: когда модулятор открыт, на ПП поступает излучение от исследуемого объекта, когда закрыт — идет шумовой акустический сигнал из воды, заполняющей модулятор, имеющей близкую температуру и служащей шумовым эталоном температуры. Поскольку значение суммарного напряжения шума на выходе ПП от положения модулятора почти не зависит, то и точность определения температуры θ в соответствии с соотношением (3) тоже не меняется, но точность определения разности температур объекта и эталона в 2 раза хуже. Появление в этом методе коэффициента 2 в выражении для точности в статье [7] ошибочно объясняется влиянием двух факторов с коэффициентом $\sqrt{2}$ для каждого.

Результаты анализа схемы нулевого модуляционного метода приведены в работе [11]. В ней, помимо согласующей цепи ПП и УВЧ, в качестве элемента схемы, который может значительно ухудшить точность, указан синхронный детектор. Предложена модифицированная схема метода, в которой с помощью инерционного линейного детектора переменная составляющая выделяется и усиливается УНЧ, а затем с помощью синхронного (фазового) детектора и ФНЧ преобразуется в постоянное напряжение.

ВЫВОДЫ

Фокусировка теплового акустического излучения с помощью двояковогнутой эллиптической линзы позволяет:

измерять и сканировать глубинную абсолютную температуру тела одноканальным, одночастотным акустотермометром, в отличие от многоканального радиотермометра и многочастотных или многоканальных акустотермометров, предлагаемых другими авторами;

получить пороговое значение точности измерения, близкое к полученному в радиотермографах;

при точности измерения температуры $0,2^\circ\text{C}$ уменьшить время измерения до ~ 1 с и аналогично радиотермографу измерять температуру в динамическом режиме;

получить пространственное разрешение ~ 1 мм на глубине до 10 см, что на порядок лучше, а по глубине — на два порядка глубже, чем с радиотермографом с эллиптическим зеркалом;

вместе с модифицированной схемой нулевого модуляционного метода, предложенной автором ранее, создать действующий акустотермометр с указанными выше параметрами.

1. *Бабий В. И.* Перенос акустической энергии в поглощающей и излучающей среде // Морские гидрофиз. исслед. — 1974. — **65**, № 2. — С. 189–192.
2. *Bowen T.* Acoustic passive remote temperature sensing // Acoustic imaging, 1982. — P. 549–561.
3. *Godik E. E., Gulyaev Y. V.* Functional imaging of the human body // IEEE Engineering in medicine and biology. — 1991. — **10**, № 4. — P. 21–29.
4. *О возможностях акустической термографии биологических объектов* / Ю. В. Гуляев, Э. Э. Годик, В. В. Дементенко и др. // Докл. АН СССР. — 1985. — **183**, № 6. — С. 1495–1499.
5. *Зондирование* внутренней температуры объектов по их тепловому акустическому излучению / В. И. Миргородский, В. И. Пасечник, С. В. Пешин и др. // Докл. АН СССР. — 1987. — **297**, № 6. — С. 1370–1372.
6. *Пасечник В. И.* Оценка чувствительности метода акустотермографии // Акуст. журн. — 1990. — **36**, № 4. — С. 718–724.
7. *Пасечник В. И.* Оценка пороговой чувствительности акустотермометров // Там же. — 1993. — **39**, № 1. — С. 140–143.
8. *Пасечник В. И.* Исследование теплового акустического излучения в рамках модели гидродинамических флуктуаций // Там же. — 1994. — **40**, № 4. — С. 542–547.
9. *Смарышев М. Д.* Направленность гидроакустических антенн. — Л.: Судостроение, 1973. — 280 с.
10. *Дидковский В. С., Найда С. А.* Расчетные соотношения метода акустотермометрии биологических тканей / НТТУ «Киев. политехн. ин-т». — Киев, 1997. — 11 с. — Деп. в ГНТБ Украины 21.04.97, № 314-Ук97.
11. *Дидковский В. С., Найда С. А.* Нулевой модуляционный метод измерения теплового акустического излучения биологических объектов // Электроника и связь. — 2000. — **2**, № 8. — С. 253–256.
12. *Ezrow D. N.* Measurement of the thermal — noise spectrum of water // J. Acoustic Soc. of America. — 1962. — **34**, № 5. — P. 550–554.
13. *Пасечник В. А.* Пассивный термоакустический томограф, не использующий априорную информацию о коэффициенте поглощения // Акуст. журн. — 1997. — **43**, № 4. — С. 563–565.
14. *Аносов А. А., Бограчев К. М., Пасечник В. И.* Измерение теплового акустического излучения из кисти руки человека // Там же. — № 3. — С. 299–306.
15. *Аносов А. А., Бограчев К. М., Пасечник В. И.* Пассивная термоакустическая томография кисти руки человека // Там же. — № 6. — С. 725–730.
16. *Бендет Дж., Пирсол А.* Прикладной анализ случайных данных: Пер. с англ. — М.: Мир, 1989. — 450 с.