

03;12
©1995

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ ПРОВОДЯЩИХ ЖИДКОСТЕЙ КОМПЕНСАЦИОННЫМ МЕТОДОМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УПРУГОТЕРМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Л.А.Благодоров

Большинство известных методов измерения коэффициента теплового расширения α_p жидкостей основано на использовании dilatометров. Эти методы обладают высокой точностью, но позволяют получать лишь усредненные по некоторому температурному интервалу значения α_p . Поэтому в измерениях, проводимых при таких состояниях вещества, при которых ожидаются большие изменения α_p с температурой (например, вблизи фазовых переходов), эти методы теряют свою эффективность. Известен другой метод определения α_p , основанный на использовании упруготермического эффекта [1], заключающегося в изменении температуры среды при адиабатическом изменении давления в ней. Коэффициент теплового расширения может быть определен из термодинамического соотношения

$$\frac{1}{T} (\partial T / \partial p)_S = \alpha_p / c_p d, \quad (1)$$

где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, d — плотность, S — энтропия. В этом случае измеряемыми величинами являются $(\partial T / \partial p)_S$ и T , но теплоемкость единицы объема $c_p d$ считается известной. В [2] предложена модификация метода измерения отношения $\alpha_p / c_p d$, в которой с целью повышения чувствительности было применено периодическое изменение давления (обычно применяется импульсное воздействие). Для этого был использован гидравлический генератор периодической составляющей давления, а измерения амплитуды периодической составляющей напряжения с термопары, регистрирующей температурный отклик среды, осуществлялись с помощью нановольтметра с синхронным детектором. Высокая чувствительность измерительной системы (10^{-5} К) позволила ограничиться малыми амплитудами колебаний давления (около 1 МПа). Та-

ким образом, малые изменения давления и температуры могли бы гарантировать получение истинных (не усредненных) значений коэффициента теплового расширения, но для этого нужны точные сведения о теплоемкости.

В настоящей работе показано, что на основе описанной в [2] модификации метода измерения адиабатического термического коэффициента давления, т. е. $\frac{1}{T} (\partial T / \partial p)_S$, может быть создан новый метод измерения коэффициента теплового расширения α_p проводящих жидкостей, который не требует дополнительных данных об исследуемом материале. Сущность метода состоит в том, что исследуемая проводящая жидкость, заключенная в ячейку из непроводящего материала, подвергается воздействию периодических изменений давления с частотой ω и одновременно — воздействию переменного электрического тока, мощность которого изменяется по гармоническому закону с той же частотой ω . Фаза колебаний мощности электрического тока сдвинута относительно колебаний давления на такую величину, чтобы возникающие в жидкости вследствие джоулева переменного нагрева температурные колебания были в противофазе по отношению к температурным колебаниям, вызванным периодическим изменением давления. Если вариацией амплитуды колебаний мощности электрического тока добиться полного подавления температурных колебаний образца (в результате взаимной компенсации температурных эффектов), то коэффициент теплового расширения при этих условиях может быть определен по формуле

$$\alpha_p = \frac{w_{\sim}}{\omega V p_{\sim} T}, \quad (2)$$

где ω — круговая частота колебаний, w_{\sim} — амплитуда колебаний мощности джоулева нагрева, p_{\sim} — амплитуда колебаний давления, T и V — абсолютная температура и объем исследуемой жидкости соответственно. Формулу (2) можно получить, используя в качестве исходного соотношение (1), которое легко преобразуется в уравнение теплового баланса

$$c_p M \frac{dT}{dT} = VT_0 \alpha_p \frac{dp}{dt},$$

где M — масса, T_0 — постоянная составляющая температуры (температура отнесения). Если помимо барического источника тепловыделения учесть еще и джоулев источник тепла, то уравнение теплового баланса следует дополнить еще одним слагаемым и оно примет вид

$$c_p M \frac{dT}{dt} = VT_0 \alpha_p \frac{dp}{dt} + W, \quad (3)$$

где W — мощность, выделяемая в объеме, занимаемом исследуемой средой. Если принять, что p и W изменяются по гармоническому закону, т. е. что $W = w_{\sim} e^{i\omega t}$ и $p = p_{\sim} e^{i(\omega t + \varphi_1)}$, то следует ожидать, что переменная составляющая температуры может быть представлена подобным образом: $T = \theta e^{i(\omega t + \varphi_2)}$. После подстановки W, p и T в уравнение (3) последнее может быть использовано для определения амплитуды температурных колебаний:

$$|\theta e^{i\varphi_2}| = \left\{ \left[(w_{\sim} - \alpha_p \omega T_0 V p_{\sim} \sin \varphi_1)^2 + (\omega T_0 V \alpha_p p_{\sim} \cos \varphi_1)^2 \right] / (c_p M \omega)^2 \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

Как видно из этого выражения, амплитуда температурных колебаний θ обращается в 0 при условии, что $\varphi_1 = \pi/2$ и $w_{\sim} - \alpha_p \omega p_{\sim} T_0 V = 0$. Последнее уравнение и есть соотношение (2). Таким образом, для определения коэффициента теплового расширения необходимо, чтобы фазовый сдвиг между колебаниями давления и мощности электрического тока был равен $\pi/2$, при этом амплитуды p_{\sim} и w_{\sim} должны быть подобраны таким образом, чтобы колебания температуры исследуемой среды на частоте ω были полностью подавлены.

Для оценки численных значений и порядков измеряемых величин следует задаться каким-либо конкретным объектом рассмотрения и условиями эксперимента. В качестве объекта удобно взять жидкий цезий, имеющий низкую температуру плавления: 301, 55 К. Высокая чувствительность регистрирующей аппаратуры (порядка нескольких нановольт) допускает использование таких режимов измерения, при которых амплитуда скомпенсированных температурных колебаний среды составляет несколько десятых Кельвина. Поскольку для цезия вблизи температуры плавления $\alpha_p = 30 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$, $c_p = 245 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$ и $d = 1836 \text{ кг/м}^3$, то при $\theta = 0.1 \text{ К}$ амплитуда колебаний давления p_{\sim} составит $5 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Для оценки амплитуды w_{\sim} по формуле (2) необходимо задаться частотой ω и объемом V . Для соблюдения адиабатических условий желательно использовать достаточно высокие частоты, однако инерционность терморпары, регистрирующей температурные колебания, устанавливает верхний предел, который можно определить значением $\nu = \frac{\omega}{2\pi} = 10 \text{ Гц}$. Объем образца по тем же соображениям должен быть не слишком малым. Можно задаться следующими размерами полости, занимаемой исследуемой жидкостью: длина 80 мм, диаметр 4 мм. Таким образом, $V = 10^{-6} \text{ м}^3$. Определяемая по формуле (2) амплитуда колебаний мощности равна 2.84 Вт. Учтем, что переменная

составляющая мощности электрического тока на частоте ω может быть получена пропусканием через образец переменного тока на частоте $\omega/2$. Так как удельное сопротивление цезия при $T_{пл}$ составляет $37 \cdot 10^{-8}$ Ом · м, то амплитудные значения тока и напряжения при указанной выше геометрии образца будут равны соответственно 49 А и 0.058 В.

Важный вопрос о поправках, связанных с нарушением адиабатических условий в обсуждаемом методе, может быть рассмотрен в предположении малости радиальных градиентов температуры [3, §18]. В этом случае в правой части уравнения (3) появляется еще одно слагаемое: $(-1)\kappa s(T - T_0)$, κ — коэффициент теплоотдачи, s — площадь боковой поверхности образца, T_0 — средняя температура стенок ячейки. В результате в знаменателе (4) появляется дополнительное слагаемое $(\kappa s)^2$. Это приводит к уменьшению амплитуды скомпенсированных температурных колебаний, что означает уменьшение чувствительности. В то же время следует подчеркнуть, что формула (2) остается справедливой и поправок не требует. Этим предложенный метод выгодно отличается от метода измерения отношения $\alpha_p/c_p d$, так как в последнем такая поправка необходима [2]. Что касается снижения чувствительности вследствие теплообмена и связанного с ним увеличения случайной погрешности, то эта трудность может быть частично преодолена путем использования процедуры накопления сигнала.

Создание метода измерения α_p на основе обсужденной выше идеи одновременного использования упруготермического и джоулева эффектов и применение этого метода совместно с измерением отношения $\alpha_p/c_p d$ позволило бы получить дополнительные данные о теплоемкости проводящих жидкостей в тех случаях, когда затруднительно использовать прямые калориметрические методы.

Настоящая работа выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Dixon A.L., Rodebush W.H. // J. Amer. Chem. Soc. 1927. V. 49. P. 1062-1074.
- [2] Благодравов Л.А., Фейссал Модтен // ПТЭ. 1991. № 4. С. 167-170.
- [3] Филиппов Л.П. Измерение тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. М. Изд-во МГУ, 1967. 325 с.

Московский государственный
университет
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
12 сентября 1995 г.