

ЭФФЕКТИВНОЕ ИЗВЛЕЧЕНИЕ ГАЗА ИЗ ЖИДКОСТИ С ПОМОЩЬЮ МИКРОВОЛН ПРИ ПРАКТИЧЕСКИ НЕИЗМЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

© Б.Г.Емец

В реальной жидкости всегда содержатся воздушные включения. Жизнеспособные пузырьки медленно (по диффузионному механизму) подрастают и всплывают на поверхность [1]. Пузырьки могут всплывать и при увеличении в размерах за счет слияния (коалесценции) при столкновениях; вероятность столкновений резко увеличивается при наличии конвекции [2,3].

Покажем, что достаточная для эффективной дегазации конвекция может возникнуть при облучении жидкости низкоинтенсивными микроволнами. Вообще, конвекционное движение в жидкости может реализоваться по разным механизмам, в том числе и вследствие изменения поверхностного натяжения от точки к точке образца при наличии температурного градиента $\nabla\sigma = \nabla T \cdot d\sigma/dT$. (Здесь σ — коэффициент поверхностного натяжения, T — температура). Оценка силы, вызывающей перемещение воздушного пузырька в поле температурного градиента, выполнена в работе [4]:

$$F_T = \frac{1}{2} \nabla W_s = -2\pi R^2 \nabla T \cdot d\sigma/dT,$$

где $W_s = 4\pi R^2 \sigma$ — свободная поверхностная энергия пузыря радиуса R ; ∇T — температурный градиент, поддерживаемый вдали от пузыря. Сила сопротивления среды этому движению определяется формулой Стокса $F = 6\pi R\eta v$, где η — вязкость жидкости, v — скорость перемещения пузырька. Приравняв эти две силы, получим соотношение между скоростью движения пузырька и величиной температурного градиента, ее вызывающего:

$$v = -\frac{R}{3\eta} \nabla T \frac{d\sigma}{dT} \sim R.$$

Итак, под влиянием силы F_T , возникшей вследствие температурного градиента (его можно обеспечить микроволновым облучением жидкости), воздушные включения движутся в стоксовском режиме, причем пузырьки большего размера могут догонять более мелкие, сталкиваться с ними, коалесцировать и всплывать на поверхность.

Такая ситуация реализуется не при любом значении температурного градиента, а лишь начиная с определенной его величины, превысив которую, скорость движения пузырька станет больше скорости диффузионного сигнала. Это достигается при выполнении условия $v \geq D/R$, где D — коэффициент диффузии газа в жидкости. Подстановка числовых значений показывает, что диффузионное распределение газа вблизи пузырька в воде будет нарушаться уже при $\nabla T = 5 \cdot 10^{-2}$ К/м (так как в системе “воздух-вода” $\eta = 1 \cdot 10^{-3}$ Па·с, $D \simeq 1 \cdot 10^{-9}$ м²/с, $d\sigma/dT = 1.5 \cdot 10^{-4}$ Н/м·К, $R = 6 \cdot 10^{-4}$ м).

Оценим величину интенсивности электромагнитного излучения, которая обеспечит необходимое для эффективной дегазации значение температурного градиента. Для этого воспользуемся результатами решения задачи о распределении температуры по толщине бесконечной пластины, облучаемой электромагнитными волнами [5,6]. В приближении, когда глубина проникновения электромагнитной энергии намного меньше толщины пластины, закон распределения температуры по толщине имеет вид

$$T(x) = \frac{W_0 \delta}{\alpha} \cdot \frac{1 + \alpha(l-x)/K}{2 + \alpha l/K} = \frac{N_0}{\alpha S} \cdot \frac{1 + \alpha(l-x)/K}{2 + \alpha l/K}.$$

Здесь W_0 — объемная плотность электромагнитной энергии облучения, N_0 — мощность облучения, l — толщина пластины, x — координата ($0 \leq x \leq l$), K — коэффициент теплопроводности, α — коэффициент теплообмена, S — облучаемая поверхность. В микроволновом диапазоне легко выполнить условие малой глубины проникновения $\delta \ll l$ для образца воды, имеющего форму куба со стороной $l = 0.01$ м. Например, электромагнитные волны частотой $3 \cdot 10^{10}$ Гц проникают в воду на $8 \cdot 10^{-4}$ м [7,8]. Следовательно, облучение образца воды указанных размеров микроволнами интенсивностью 0.1 мВт, как показывает расчет по вышеприведенной формуле, создает температурный градиент 0.8 К/м, что на порядок больше величины, необходимой для возникновения эффективной конвекции. (У воды $K = 0.6$ Вт/м·К, $\alpha = 10$ Вт/м²·К).

Нами выполнены эксперименты, подтвердившие эффективность дегазации жидкости низкоинтенсивными микроволнами ($\lambda = 3.2$ см, $N_0 = 0.3$ мВт). Опыты проводились при 20°С. Содержание воздуха в воде определялось импульсным методом ядерного магнитного резонанса [9] по эмпирическим формулам, связывающим времена ядерной магнитной релаксации с количеством кислорода в жидком образце

[10]. Получено, что получасовое облучение уменьшает газо-содержание с (20 ± 4) миллилитров на литр воды до (7 ± 4) миллилитров на литр воды. Температура водного образца, измеренная с точностью 0.2° , при этом не изменилась.

Автор благодарит А.С. Дзюбу и Н.Г. Кокодия за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Гегузин Я.Е., Дзюба А.С., Казановский В.С. // ДАН СССР. 1981. Т. 260. № 4. С. 878–880.
- [2] Смолузовский М. // Брауновское движение. Л.: ОНТИ, 1936. С. 332–416.
- [3] Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. 699 с.
- [4] Кузнецов В.М., Луговцов Б.А., Шер Е.И. // ПМТФ. 1966. № 1. С. 124–126.
- [5] Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.–Л.: Энергия, 1965. 424 с.
- [6] Кокодий Н.Г. Методы абсолютного измерения энергетических параметров и характеристик мощного лазерного излучения.: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Харьков: ИРЭ АН Украины, 1992. 267 с.
- [7] Аплеталин В.Н., Мериакри В.В., Чигряй Е.Е. // Оптика и спектроскопия. 1970. Т. 29. В. 6. С. 1157–1159.
- [8] Johnson C.C., Guy A.W. // Proc. IEEE. 1972. V. 60. N 6. P. 692–718.
- [9] Farrar T., Becker E. Pulse and Fourier transform NMR. N.Y.–London, Academic Press, 1971. 160 p. (на русск. яз. Фаррар Т., Беккер Э. Импульсная и Фурье-спектроскопия ЯМР. М.: Мир, 1973. 164 с.)
- [10] Haussler R., Noack E. // Z. Naturforsch. 1965. Bd 20 a. S. 1668–1670.

Харьковский
государственный
университет

Поступило в Редакцию
22 февраля 1996 г.