

РЕЗОНАНСНАЯ РАСКАЧКА ЭЛЛИпсоИДАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОЙ КАПЛИ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАЗВУКА

Ю. А. Быковский, Э. А. Манькин, И. Е. Нахутин,
П. П. Полуэктов, Ю. Г. Рубежный

Важнейшими характеристиками аэрозолей являются их концентрация C и функция распределения по размерам $f(R)$. Для дистанционного и непрерывного определения этих характеристик предложены различные методы [1—5]. Так, в работе [5] определение $f(R)$ предлагается проводить путем измерения сдвига частоты, возникающего при комбинационном рассеянии лазерного излучения на жидкой сферической частице, испытывающей колебания формы. Авторами работы [5] показано, что величина упомянутого сдвига существенно связана с радиусом капли R_0 . Так, например, при эллипсоидальных колебательных изменениях формы частицы сдвиг частоты минимален и составляет [6]

$$(1) \quad \omega = \sqrt{8\gamma/\rho R_0^3},$$

где γ — коэффициент поверхностного натяжения на границе капля — воздух, ρ — плотность вещества капли. При тепловых колебаниях частицы, которые рассмотрены в работе [5], амплитуда колебаний для воды имеет порядок 1 Å.

Ниже показано, что для увеличения амплитуды колебаний капли (и, следовательно, сечения рассеяния на сдвинутой частоте) можно использовать резонансную раскачку поверхностных колебаний частицы с помощью ультразвука. Очевидно, что условием раскачки является равенство частоты ультразвука частоте, определяемой выражением (1). Произведение волнового числа ультразвуковой волны $k = \omega/c$ (c — скорость звука в воздухе) на радиус частицы R_0 будет

$$kR_0 \sim \sqrt{8\gamma/\rho R_0} c^{-1}.$$

Эта величина для воды ($\gamma \approx 70$ дин/см, $\rho \approx 1$ г/см³ и $c \approx 3,4 \cdot 10^4$ см/сек [7]) будет порядка единицы при $R_0 \sim 10^{-7}$ см. В дальнейшем будем рассматривать размеры частиц $R_0 \gg 10^{-7}$, для которых

$$(2) \quad kR_0 \ll 1.$$

При выполнении этого неравенства возбуждаются только эллипсоидальные колебания поверхности капли.

Раскачка этих поверхностных колебаний происходит вследствие пространственной неоднородности давления. Поэтому можно считать, что изменение давления на расстоянии порядка размеров капли будет приближенно $\Delta p \sim (kR_0)p(t)$, где $p(t)$ — изменяющееся во времени с частотой ω давление в ультразвуковой волне.

Раскачивающая сила, действующая на поверхность капли, определяется соотношением $F \sim R_0^2 \Delta p$. За один период колебания эта сила совершает работу $\sim Fa$, где a — амплитуда колебания. Таким образом, в единицу времени совершается работа

$$(3) \quad \Delta A \sim \frac{\omega}{2\pi} Fa.$$

Эта работа определяет величину энергии за единицу времени.

Поскольку капля обладает вязкостью η (для воды $\eta \approx 10^{-2}$ г/см·сек [7]), то устанавливается стационарное значение амплитуды, определяемое равенством притока и диссоциации энергии в единицу времени. Потери энергии определяются следующим выражением ([8], стр. 73.):

$$\dot{E} = -\eta \int \nabla v^2 df \sim -\eta S \frac{v^2}{R_0} \sim -4\pi R_0 \eta a^2 \omega^2,$$

так как $v \sim a\omega$ — колебательная скорость поверхности капли. Приравнявая выражение (3) и (4), найдем, что эллипсоидальное колебание раскачивается до амплитуды

$$a_{\max} \sim 10^{-2} \frac{R_0^2}{\eta} \sqrt{I \rho_{\text{возд}}/c},$$

где I — интенсивность ультразвуковой волны, связанная с амплитудой давления p_0 соотношением ([8], стр. 308—309)

$$I = p_0^2/c\rho_{\text{возд}},$$

где $\rho_{\text{возд}}$ — плотность воздуха (при нормальных условиях $\rho_{\text{возд}} \approx 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³ [7]).

Как следует из теории размерностей, время установления колебаний определяется соотношением $\tau^{-1} \sim \eta / \rho R_0^2$. Введем величину I_k — интенсивность ультразвуковой волны, при которой амплитуда раскачки a_{\max} сравнивается с фоновой тепловой амплитудой $a_{\text{тепл}} \sim \sqrt{k_B T / \gamma}$,

$$I_k = 10^4 \frac{k_B T}{\gamma} \frac{\eta^2}{R_0^4} \frac{c}{\rho_{\text{возд}}}$$

Рассмотрим водяную каплю радиусом $R_0 \sim 2,5$ мкм. Для нее частота колебаний $\gamma = \omega / 2\pi \approx 1$ МГц. Нетрудно установить, что для такой капли при $T = 300^\circ \text{К}$ $a_{\text{тепл}} \sim 10^{-8}$ см, $I = 0,1$ вт/см².

Для капли размером 10 мкм ($\nu = 120$ кгц) $I \sim 10^{-3}$ вт/см². Динамические сирены позволяют получать большие акустические мощности (~ 10 вт/см²) и обеспечивают возможность плавной регулировки частоты вплоть до МГц [9, 10]. (Предельно допустимая интенсивность ультразвука в газах составляет 2500 вт/см [11]). Таким образом, ультразвуковые методы позволяют раскачать эллипсоидальные поверхностные колебания жидкой частицы до значений амплитуды, на несколько порядков превышающих амплитуду тепловых колебаний. Это является важным, поскольку при этом интенсивность комбинационного рассеяния лазерного излучения возрастает как квадрат [5], что позволяет надежно измерять сдвиг частоты, непосредственно связанный с радиусом капли (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Gebhart, J. Bol, W. Heinze, W. Letchet. Ein Teilchengrössenspectrometer für Aerosole unter Ausnutzung der Kleinwinkelstreuung der Teilchen in einem Laserstrahl. Staub Reinhalt Luft, 1970, 30, 6, 238–245.
2. B. G. Shuster, R. Knollenberg. Detection and Sizing of Small particles in Open Cavity Gas Laser. Applied Optics, 1972, 11, 7, 1515–1519.
3. W. Hinds, P. C. Reist. Aerosol measurement by laser Doppler spectroscopy I Theory and experimental results for aerosol homogeneous. Aerosol Science, 1972, 3, 6, 501–513.
4. J. Heider, C. Roth, W. Strahlhofen. A laser spectrometer for size analysis of small airborne particle. Aerosol Science, 1971, 2, 4, 341–352.
5. Ю. А. Быковский, Э. А. Манькин, И. Е. Нахутин, Ю. Г. Рубежный. Комбинационное рассеяние света на колебаниях формы жидкой сферической частицы. Квантовая электроника, 1975, 2, 8, 1803–1806.
6. S. Flügge. Die Eigenschwingungen eines Flüssigkeitstropfens und ihre Anwendung auf die Kernphysik. Ann. der Phys., 1941, 39, 5, 373–387.
7. У. Чайдас. Физические постоянные. Справочное пособие. М., Физматгиз, 1962.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
9. Источники мощного ультразвука. Под ред. Л. Д. Розенберга. М., «Наука», 1967, стр. 10.
10. В. А. Веллер, Б. И. Степанов. Ультразвуковая сирена с приводом от электродвигателя. Акуст. ж., 1963, 9, 3, 291–295.
11. Л. Д. Розенберг. Воздействие ультразвука высокой интенсивности на вещество. Вестн. АН СССР, 1968, 9, 56–61.

Московский инженерно-физический институт

Поступила
8 сентября 1975 г.

УДК 534.231.1–16

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН С ЭЛЕКТРОНАМИ В ДВУХСЛОЙНЫХ СИСТЕМАХ С ВОЗДУШНЫМ ЗАГОРОМ

И. А. Викторов, А. А. Талашев

Взаимодействие поверхностных волн с электронами в системах пьезодиэлектрик — полупроводник в настоящее время очень широко изучается и используется в акустоэлектронике (см., например, [1–8]). Эти двухслойные системы реализуются в виде пьезодиэлектрического кристалла с полупроводниковой пленкой, напыленной на него, или в виде пьезодиэлектрического и полупроводникового кристаллов с небольшим воздушным зазором между ними. В последнем случае интенсивность взаимодействия поверхностных волн с электронами, как отмечалось в ряде работ, очень сильно зависит от величины зазора. Однако количественно это никем не исследовалось (можно указать лишь работу [9], где рассматривалась э.д.с. в слоистой системе с большим 1–30 мк воздушным зазором). Цель данной работы — экспериментальное изучение влияния малого (наиболее часто реализуемого на практике) воздуш-