

պատասխանարար 84 և 86 ատտիճան է: Ազոտի և Թթվածնի ատոմների վալենտական անկյունները մեծ դեֆորմացիայի են ենթարկված: Բութիլային խմբի ածխածնի ատոմների հարթությունը անիլինային օղակի հարթության հետ կազմում է 80° :

CALCULATION OF CONFORMATION OF p-METHOXYBENZYLIDENE-p'-n-BUTYLANILINE AND p-ETHOXYBENZYLIDENE-p'-n-BUTYLANILINE MOLECULES

A. Ts. SARKISYAN, S. M. YAILOYAN, Kh. V. KOTANDZHIAN

Conformations of p-methoxybenzylidene-p'-n-butylaniline and p-ethoxybenzylidene-p'-n-butylaniline molecules were calculated. The dihedral angle between the planes of two aromatic rings of these molecules was shown to be 84° and 86° respectively. The valence angles with nitrogen and oxygen atoms were strongly deformed. The plane of the butyl group of carbons and that of the aniline ring form an angle of 80° .

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 335—339 (1987)

УДК 532.516

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕГУЛЯРНЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ЖИДКОСТЯХ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

Р. С. АКОПЯН, Р. Б. АЛАВЕРДЯН, Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 октября 1986 г.)

Теоретически предсказана и экспериментально подтверждена возможность возбуждения сильных конвективных движений в жидкостях со свободной поверхностью под действием радиационного давления акустической волны с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности. Приведены оценки для других механизмов конвективных гидродинамических движений, обусловленных поглощением акустической волны с периодической структурой распределения интенсивности. Обнаруженный эффект дает возможность визуализировать распределение интенсивности акустической волны милливаттной мощности в поперечном сечении пучка.

1. Рассмотрим горизонтальный тонкий слой жидкости с одной свободной поверхностью: нижняя поверхность $z = 0$ является жесткой, а верхняя — $z = L$ — свободной. Пусть на слой со стороны либо свободной поверхности, либо жесткой поверхности нормально к ним падают две акустические волны с одинаковой интенсивностью I_0 и с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 ($k_1 = k_2$), образуя интерференционную картину интенсивности на границе $z = L$. Известно, что если поверхность полностью отражает излучение акустической волны, то акустическое давление связано с интенсивностью выражением $p = 2I/c$, c — скорость звука в среде. Поэтому на полностью отражающей свободной поверхности имеем пространственно-периодическое распределение радиационного давления акустической волны

$$p_{\text{ак}}(L) = 2p_1(1 + \cos kx). \quad (1)$$

Здесь $k = |k_1 - k_2| \approx \beta k_1$, β — малый угол между k_1 и k_2 , $\Lambda = 2\pi/k$ — период интерференционной картины, p_1 — радиационное давление одной акустической волны при $z = L$, ось x лежит в плоскости слоя жидкости.

Под действием радиационного давления с периодической структурой жидкость будет совершать конвективные движения так, чтобы ее давление, вызванное движением, компенсировалось акустическим давлением:

$$\sigma_{zz} = -p + 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} = -p_{\text{ак}}(L) \text{ при } z = L. \quad (2)$$

Здесь σ_{ik} — тензор вязких напряжений, p — давление жидкости, η — коэффициент вязкости, v — скорость.

При решении поставленной задачи силой тяжести и возмущением свободной поверхности будем пренебрегать. Тогда стационарные уравнения гидродинамики (уравнение Навье-Стокса и уравнение непрерывности) примут вид

$$\begin{aligned} \text{grad } p - \eta \nabla^2 v &= 0, \\ \text{div } v &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Поскольку возмущающее давление не зависит от y -координаты, то $v_y = 0$ и $\partial/\partial y = 0$. Граничные условия при $z = 0$ жесткие: $v(z = 0) = 0$, а при $z = L$ имеем $v_z = 0$ и (2). Решение системы (3) с указанными граничными условиями имеет вид

$$\begin{aligned} p(x, z) &= 2p_1 + \tilde{p}(z) \cos kx, \\ v_x &= V_x(z) \sin kx, \quad v_z = V_z(z) \cos kx. \end{aligned} \quad (4)$$

Для амплитуд скоростей V_z и V_x получаем

$$\begin{aligned} V_z(z) &= \xi(L - z) \text{sh}(kL) \cdot \text{sh}(kz) - \xi kL z \text{sh} k(L - z), \\ V_x &= -\frac{1}{k} \frac{dV_z}{dz}, \quad \xi = \frac{p_1}{\eta k^2 L^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

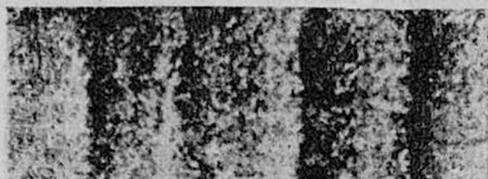
Экспериментально легко измерять x -компоненту скорости на поверхности $z = L$, которая при $kL \ll 1$ имеет вид

$$\dot{V}_x(z = L) = \frac{p_1 k L^2}{3\eta}. \quad (6)$$

2. В эксперименте использовались два акустических излучателя, погруженных в воду. На поверхности воды была установлена ячейка с исследуемой жидкостью. Звуковые пучки падали почти нормально на тонкий слой жидкости. Керамические излучатели работали на частоте 2,6 МГц. Угол между пучками составлял $\beta \approx 0,16$ рад и, следовательно, $k \approx 17 \text{ см}^{-1}$, $\Lambda \approx 0,4$ см. Поперечные размеры пучков составляли ~ 2 см. Поскольку пучки падали со стороны поверхности $z = 0$, $p = (2I_0/c) \exp(-\alpha L)$, где I_0 — интенсивность волн, падающих на слой, α — коэффициент поглощения. В эксперименте использовалось диффузионное масло с $\eta = 4,2$ пуаз, $\alpha \approx 2 \text{ см}^{-1}$. При мощностях акустических волн $I_0 \sim 1 \text{ мВт/см}^2$ в жидкости

возникали регулярные конвективные движения. Их нетрудно наблюдать, если поместить в жидкость немного алюминиевого порошка и сбоку осветить жидкость через прозрачную стенку кюветы. Движения устанавливаются почти мгновенно: $\tau_{уст} = \rho/(\eta k^2) \sim 10^{-3}$ с; здесь $\rho \approx 1$ г/см³ — плотность масла. В тех участках свободной поверхности, где интенсивность интерференционной картины имеет максимум, жидкость поднимается и в этих областях поверхностная плотность порошка меньше. В областях свободной поверхности с минимумом интенсивности волны жидкость опускается и происходит накопление порошка. Таким образом, интенсивность акустической волны обратно пропорциональна поверхностной плотности алюминиевого порошка (см. рис. 1). Тем самым наблюдаемый эффект позволяет визуализировать акустические поля милливаттных мощностей.

Рис. 1. Конвективные движения жидкости визуализировались добавлением в нее алюминиевого порошка.



На рис. 2 приведена зависимость амплитуды x -компоненты скорости жидкости на поверхности $z = L$ от толщины слоя. Хотя формула (6) была получена при $kL \ll 1$, она хорошо отражает экспериментальные результаты также при больших kL .

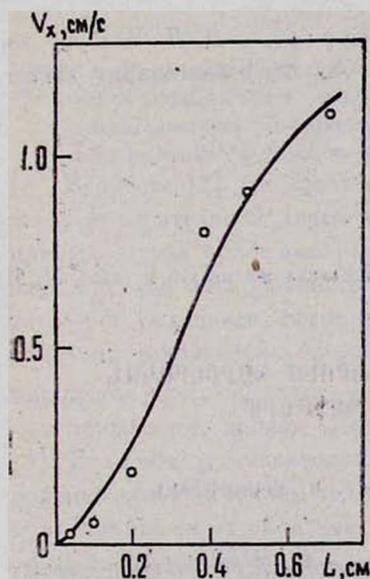


Рис. 2. Теоретическая и экспериментальная зависимость скорости конвективных движений масла от толщины слоя при $I_0 = 50$ мВт/см²

3. В настоящей работе теоретически и экспериментально показана возможность возбуждения конвективных движений в жидкостях акустической волной с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности. Важно, что акустическими полями легко создавать начальные возмущения с самой разнообразной структурой.

Возможны и другие механизмы возбуждения конвективных движений. Наиболее сильные из них связаны с поглощением жидкостью акустиче-

ской волны с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности. Для сравнения различных механизмов приведем численные оценки на примере диффузионного масла с удельной теплоемкостью $C_p \approx 2,1 \text{ Дж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$, с градиентом коэффициента поверхностного натяжения по температуре $\sigma' = -\sigma/\partial T \approx 10^{-1} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-1}$ и с температуропроводностью $\chi = 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$. Предсказанный в работе [1] термокапиллярный механизм дает при толщине ячейки $L = 0,4 \text{ см}$ и интенсивности пучков $I_0 = 1 \text{ мВт/см}^2$ конвективные движения со скоростью $u \lesssim 10^{-5} \text{ см/с}$. Скорость конвективных движений, возбуждаемых периодическим радиационным давлением за счет объемного поглощения, по нашим оценкам составляет $v \sim 10^{-4} \text{ см/с}$. При тех же значениях I_0 и L формула (6) дает величину $V_x = 0,014 \text{ см/с}$, совпадающую с экспериментально полученным значением. Таким образом, обсужденный здесь механизм дает наиболее сильный вклад в конвективное движение.

Понятно, что подходящим выбором жидкости можно получить более интенсивные движения. Например, в жидких кристаллах мы получили конвекцию, более чем на порядок превышающую указанную. Рассмотренная конвекция в ориентированных нематических жидких кристаллах (НЖК) приведет к пространственно-периодической структуре переориентации директора НЖК. Поэтому, помещая НЖК ячейку между скрещенными поляризаторами, можно визуализировать акустические поля с более низкими мощностями, чем приведенные выше. Техническая трудность здесь состоит в получении ориентированных слоев НЖК с одной свободной поверхностью.

Авторы выражают благодарность Ф. В. Бункину и Д. В. Власову за ценные обсуждения. Один из авторов (Р. С. Акопян) благодарит также Б. Я. Зельдовича за стимулирующие дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я. Изв. АН СССР, Механика жидкостей и газов, № 5, 47 (1985).

ԱՎՈՒՍՏԻԿ ԱՆԻՔՈՎ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿՈՆՎԵԿՏԻՎ ՇԱՐՃՈՒՄՆԵՐԻ ԳՐԳՌՈՒՄ

Ռ. Ս. ՀԱԿՈՔՅԱՆ, Ռ. Բ. ԱՆՎԵՐԳՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ԶԻՆԻԳԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն կանխատեսված և փորձնականորեն հաստատված է ինտենսիվության բաշխման տարածապարբերական կառուցվածքով ակուստիկ ալիքի ռադիացիոն ճնշման ազդեցության տակ ազատ մակերևութով հեղուկներում ուժեղ կոնվեկտիվ շարժումների գրգռման հնարավորությունը: Բերված են գնահատականներ կոնվեկտիվ հիդրոդինամիկ շարժումների գրգռման այլ մեխանիզմների համար, որոնք պայմանավորված են ինտենսիվության բաշխման պարբերական կառուցվածքով ակուստիկ դաշտի կլանմամբ: Հայտնաբերված երևույթը հնարավորություն է տալիս տեսանկյունից միլիվատ հզորությամբ ակուստիկ ալիքի ինտենսիվության բաշխումը փնջի լայնական կտրվածքում:

EXCITATION OF REGULAR CONVECTIVE MOTIONS IN LIQUIDS BY AN ACOUSTIC WAVE

R. S. AKOPYAN, R. B. ALAVERDYAN, Yu. S. CHILINGARYAN

The possibility of excitation of strong convective motions in free surface liquids under the action of radiation pressure of an acoustic wave with space-periodical distribution of intensity was predicted and experimentally confirmed. The observed effect may be used for visualization of the acoustic field of milliwatt power in the beam cross section.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 339—342 (1987)

УДК 621.382.3

МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ УЧАСТКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ N -ТИПА В ЛОКАЛЬНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ГЕРМАНИЕВЫХ p - n -ПЕРЕХОДАХ И ДИОДАХ ШОТТКИ

М. Г. АКОПЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 5 января 1986 г.)

Рассматривается возможный механизм возникновения нескольких участков отрицательной дифференциальной проводимости на вольт-амперных характеристиках германиевых p - n -переходов и диодов Шоттки при локальном давлении сферическим индентором.

В работе [1] сообщалось о наблюдении нескольких (двух, трех) участков отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) N -типа на прямых ветвях вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов Шоттки на основе слабо легированного n -германия ($N_d \approx 10^{19} \text{ м}^{-3}$) при локальном давлении большими сферическими инденторами из карбид-вольфрама с радиусом закругления $(2 \div 13) \cdot 10^{-5} \text{ м}$. Среднее пороговое давление формирования этого эффекта — $\bar{p} \approx (1 \div 10) \cdot 10^8 \text{ Па}$. На обратных ВАХ таких прижимных диодов Шоттки также появляется участок ОДП N -типа [1]. Если между индентором с радиусом закругления $3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и полупроводниковым кристаллом поместить медную фольгу толщиной $2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, то и на прямой и на обратной ВАХ такого диода Шоттки наблюдаются по одному участку ОДП N -типа при среднем пороговом давлении $\bar{p} \approx 6 \cdot 10^8 \text{ Па}$ [2].

В работе [3] предложен физический механизм формирования участка ОДП N -типа в локально деформированных сферическим индентором германиевых p - n -переходах и диодах Шоттки. В основе этого механизма лежит факт неоднородного изменения (сужения) ширины запрещенной зоны (ШЗЗ) германия по глубине при локальном давлении сферическим