

О ПОРОГЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

А. В. Родишевский, В. В. Савельев, В. Б. Черепанов
(Новосибирск)

Одним из интересных явлений, возникающих при воздействии на вещество переменного внешнего поля большой амплитуды (накачки), является параметрическая неустойчивость. В настоящее время эта неустойчивость обнаружена в ферритах, антиферромагнетиках, диэлектриках, плазме и других средах. Несмотря на разнообразие проявлений, параметрическая неустойчивость во всех ситуациях имеет очень много общего — это распадная неустойчивость волн в среде, удовлетворяющих законам сохранения:

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad \omega_p = \omega_{k_1} + \omega_{k_2}.$$

Здесь \mathbf{k}_p и ω_p — волновой вектор и частота поля накачки; $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ и $\omega_{k_1}, \omega_{k_2}$ — волновые векторы и частоты родившихся волн. В отсутствие накачки амплитуды волн в среде затухают как $\exp(-\gamma_k t)$. Накачка приводит к рождению волн, причем частота их рождения пропорциональна амплитуде поля накачки. Таким образом, при превышении поля накачки над пороговым значением рождение волн преобладает над их диссипацией. В результате амплитуды параметрических волн (ПВ) экспоненциально растут, их рост может быть ограничен лишь нелинейным взаимодействием волн.

Настоящая работа посвящена изучению порога параметрического возбуждения волн на поверхности воды, которые возбуждались давлением переменного электрического поля $E^2/8\pi$. Основа экспериментальной установки — наполненная водой прозрачная кювета размерами $90 \times 90 \times 10$ см, над которой находился металлический электрод. Между электродом и водой могло быть приложено напряжение до 13 кВ частотой до 14 Гц, а зазор составлял ~ 1 см. Сквозь слой воды вертикально пропускался луч лазера, и по его отклонению можно было судить о наклоне поверхности жидкости.

Ниже выясняется связь между затуханием волн γ_k и амплитудой накачки и обсуждаются физические механизмы возникновения этого затухания. В бесконечной системе ответ почти тривиален: $\gamma_k = |V_k|$ (V_k — коэффициент взаимодействия волн с накачкой). Систему можно считать бесконечной, если ее размер L существенно превосходит длину свободного пробега волн v_k/γ_k (v_k — групповая скорость). В условиях нашего эксперимента $L \sim v_k/\gamma_k$, поэтому порог мог зависеть не только от затухания свободных волн γ_k , но и от трения о стенки и от того обстоятельства, что спектр волн в кювете дискретен. Мы показали, что эти факторы несущественны и порог неустойчивости в установке близок к порогу в бесконечной системе.

Затухание поверхностных волн в идеальной жидкости $\gamma_k = 2\nu k^2$ (ν — кинематическая вязкость) [1]. Измеренное затухание оказалось в несколько раз больше. Это объясняется тем, что на поверхности воды образуется пленка из адсорбированной из воздуха нерастворимой пыли и, возможно, из нерастворимых веществ, содержащихся в объеме жидкости. Наличие пленки приводит к изменению коэффициента поверхностного натяжения и большой дополнительной диссипации волн [2]. Появление поверхностной пленки и ее сильное влияние на затухание волн на воде — весьма общие свойства, отмеченные при исследовании возбуждения волн ветром на поверхности океана [3].

В эксперименте измерены затухание, пороги возбуждения волн и коэффициент поверхностного натяжения. Это позволило установить значение феноменологической константы, характеризующей эластичность адсорбированной пленки.

1. Параметрическая неустойчивость в конечной системе. Параметрическое возбуждение волн удобно описывать в рамках классического гамильтонова формализма [4, 5]. При этом уравнения движения для комплексных амплитуд волн $a(\mathbf{r})$ имеют вид $\partial a(\mathbf{r})/\partial t = -i\delta H/(\delta a^*(\mathbf{r}))$. Гамильтониан $H\{a, a^*\}$ для волн на поверхности жидкости и связь нормальных канонических переменных a, a^* с амплитудой колебаний поверхности и потенциалом скорости определены в [6]. Мы будем считать амплитуду волн малой и ограничимся членами второго порядка по a, a^* в разложении гамильтониана. В отсутствие электрического поля (накачки) в среде могут существовать слабо затухающие волны. В бесконечной системе — это плоские волны $a(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ с частотой

$$(1.1) \quad \omega_k = \sqrt{gk + \alpha k^3/\rho}$$

(g — ускорение свободного падения, α — коэффициент поверхностного натяжения, ρ — плотность). В ограниченной системе — квадратной кювете — нормированные собственные функции есть

$$(1.2) \quad \Phi_{pq} = \frac{2}{L} \cos(px) \cos(qy), \quad p = \frac{\pi n}{L}, \quad q = \frac{\pi m}{L}$$

(L — сторона квадрата, n, m — целые числа), а собственные частоты задаются формулой (1.1) с $k = \sqrt{p^2 + q^2}$ [1]. Разложим $a(\mathbf{r})$ по собственным функциям $\Phi_\lambda(\mathbf{r})$. В общем случае уравнения движения для коэффициентов разложения при наличии параметрической накачки в линейном приближении суть

$$\frac{\partial a_\lambda}{\partial t} + (\gamma_\lambda + i\omega_\lambda) a_\lambda + i \sum_{\lambda'} V_{\lambda\lambda'} e^{-2i\omega_0 t} a_{\lambda'}^* = f_\lambda e^{-i\omega_0 t}.$$

Здесь введены затухание волн и коэффициент связи с накачкой $V_{\lambda\lambda'}$; $\omega_0 = \omega_p/2$ — частота электрического поля; f_λ — обобщенная сила, действующая с частотой ω_0 . Она обусловлена неоднородностями электрического поля $E(\mathbf{r}, t)$ и в условиях эксперимента мала. В бесконечной однородной среде при однородном поле накачки $\lambda = \mathbf{k}$, $V_{\lambda\lambda'} = V_k \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}')$, в квадратной кювете при однородной накачке $\lambda = (p, q)$, $V_{\lambda\lambda'} = V_k \delta_{pp'} \delta_{qq'}$. Матричный элемент V_k вычислен в [6, 7]:

$$(1.3) \quad V_k = \frac{E^2 k^2}{32\pi\rho\omega_k} \operatorname{cth}(kh)$$

(h — величина зазора между электродом и поверхностью воды). В однородном электрическом поле $f_\lambda = 0$, поэтому амплитуды a_λ , a_λ^* экспоненциально нарастают с инкрементом ν_λ :

$$(1.4) \quad a_\lambda, a_\lambda^* \sim e^{\nu_\lambda t}, \quad \nu_\lambda = -\gamma_\lambda + \sqrt{|V_\lambda|^2 - \bar{\omega}_\lambda^2}, \quad \bar{\omega}_\lambda = \omega_\lambda - \omega_0, \quad \bar{\lambda} = (-p, -q).$$

Разумеется, рост возможен лишь при достаточно большой амплитуде накачки, когда

$$(1.5) \quad |V_\lambda|^2 \geq \gamma_\lambda + \bar{\omega}_\lambda^2.$$

Неустойчивость развивается в том случае, когда хотя бы для одного типа колебаний a_λ выполнено условие (1.5). В бесконечной системе спектр колебаний a_λ непрерывен и порог неустойчивости определяется из условия

$$(1.6) \quad |V_k| = \gamma_\lambda \text{ при } \omega_k = \omega_0.$$

В безграничной жидкости γ_k и ω_k изотропны, поэтому порог достигается сразу для всех волн с волновыми векторами на резонансной окружности $\omega_k = \omega_0$. При превышении электрического поля над пороговым значением E_c рассмотренная здесь линейная теория параметрического возбуждения волн неприменима.

Из формул (1.4) следует, что при величинах электрического поля, меньших пороговой, амплитуда волн a_λ стремится к нулю. Учет малой вынуждающей силы f_λ приводит к конечной стационарной амплитуде a_λ до порога:

$$(1.7) \quad a_\lambda = \frac{(\gamma_{\bar{\lambda}} - i\bar{\omega}_{\bar{\lambda}}) f_\lambda + iV_{\bar{\lambda}\lambda}^* f_{\bar{\lambda}}^*}{(\gamma_\lambda + i\omega_\lambda)(\gamma_{\bar{\lambda}} - i\bar{\omega}_{\bar{\lambda}}) - V_{\bar{\lambda}\lambda}^* V_\lambda} e^{-i\omega_0 t},$$

причем установление происходит экспоненциально с декрементом на резонансной окружности

$$(1.8) \quad |\nu| = \frac{k^2 \operatorname{cth}(kh)}{32\pi\rho\omega_k} (E_c^2 - E^2).$$

В конечной системе параметр λ пробегает дискретный ряд значений, спектр ω_λ также дискретен. Например, для волн в квадратной ювете допустимые значения λ могут лежать лишь в узлах квадратной решетки с периодом π/L . В таком случае, вообще говоря, условию $\bar{\omega}_\lambda = 0$ удовлетворить нельзя и порог в конечной системе выше, чем в бесконечной. Если размер системы L велик по сравнению с длиной волны, то V_λ и γ_λ слабо зависят от λ вблизи резонансной поверхности $\omega_\lambda = \omega_0$, поэтому порог будет впервые достигаться для тех λ , для которых расстройка $|\bar{\omega}_\lambda|$ минимальна. Оценим $\min |\bar{\omega}_\lambda|$. Для этого удобно перейти в λ -пространстве к полярным координатам и определить, на каком расстоянии от резонансной окружности находится ближайшая точка λ -пространства. Расстояние $\Delta\lambda$ от резонансной окружности до ближайшей точки λ -пространства можно получить из условия равенства площадей

$$(1.9) \quad \frac{1}{4} 2\pi k \Delta\lambda = \left(\frac{\pi}{L}\right)^2,$$

откуда $\Delta\lambda = \frac{2\pi}{L} \frac{1}{kL}$. Множитель $1/4$ в (1.9) возник из-за того, что следует рассматривать собственные функции (1.2) с $p > 0$, $q > 0$. Зная $\Delta\lambda$, легко найти, что $\min |\bar{\omega}_\lambda| \leq \frac{\partial \omega_k}{\partial l} \Delta\lambda = \frac{v_k}{kL} \frac{2\pi}{L}$ (v_k — групповая скорость). Порог параметрической неустойчивости достигается при

$$\gamma_\lambda^2 \leq |V_\lambda|^2 \leq \gamma_\lambda^2 + \left(\frac{v_k}{kL} \frac{2\pi}{L}\right)^2 = \gamma_\lambda^2 \left[1 + \left(\frac{l}{L} \frac{2\pi}{kL}\right)^2\right].$$

Здесь $l = v_k/\gamma_k$ — длина свободного пробега волп. Таким образом, даже в случае, когда l сравнима или превосходит размер системы, пороговая амплитуда поля близка к значению для бесконечной системы. Порог заметно увеличивается по сравнению с порогом для бесконечной системы лишь при очень малых размерах системы $L \leq \sqrt{ld}$ ($d = 2\pi/k$ — длина волны). В наших экспериментах выполняется противоположное неравенство $L \gg \sqrt{ld}$, поэтому влиянием дискретности спектра на порог можно пренебречь.

Диссипация волн на границе также приводит к дополнительному вкладу в затухание [1]: $\Delta\gamma_s = \frac{3}{2\sqrt{2}} \frac{\sqrt{v\omega}}{L}$. Этот вклад изотропен и составляет в условиях эксперимента $\sim 10^{-2}$ от полного затухания γ_k .

Первоначально ожидалось, что затухание поверхностных волн обусловлено объемным вязким трением [1]

$$(1.10) \quad \gamma_k = 2\nu k^2.$$

Однако эксперимент показал, что порог параметрической неустойчивости существенно выше, чем вычисленный по формулам (1.6), (1.10), и имеет иную частотную зависимость. Увеличение затухания волн связано с известным свойством воды адсорбировать на поверхности нерастворимые вещества. Наличие пленки из адсорбированных частиц приводит к изменению поверхностного натяжения воды и образованию вязкого слоя вблизи поверхности жидкости из-за трения о пленку. В предельном случае плотной несжимаемой пленки затухание волн равно [1, 2]

$$(1.11) \quad \gamma_k = \sqrt{\omega_k \nu k^2 / 8}.$$

Движение жидкости приводит к неоднородности распределения адсорбированных частиц по поверхности, что вызывает дополнительную возвращающую силу, действующую на поверхность. Эта сила пропорциональна градиенту коэффициента поверхностного натяжения α , который, в свою очередь, зависит от концентрации адсорбированных частиц c . Считая, что добротность волн велика ($\gamma_k \ll \omega_k$), можно получить выраже-

ние для затухания волн на поверхности безграничной жидкости [2]

$$(1.12) \quad \frac{\gamma_k}{\omega_k} = \operatorname{Re} \left[\frac{2\nu k^2}{\omega_k} + \frac{i\beta k^3}{2\rho\omega_k^2} \right] \left[1 - (1-i) \sqrt{\frac{\omega_k}{2\nu k^2} \frac{\beta k^3}{\rho\omega_k^2}} \right]^{-1}$$

где $\beta = \partial\alpha/\partial \ln c$ — параметр, характеризующий эластичность пленки.

В предельном случае $(\nu k^2/\omega_k)^{3/4} \gg \beta k^3/\rho\omega_k^2$ из (1.12) следует ответ (1.10), т. е. влияние пленки пренебрежимо мало. В области параметров

$\nu k^2/\omega_k \ll \beta k^3/\rho\omega_k^2 \ll (\nu k^2/\omega_k)^{1/2}$ затухание $\gamma_k = \frac{\omega_k}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\beta k^3}{\rho\omega_k^2} \right)^2 \sqrt{\frac{\omega_k}{\nu k^2}}$. Наконец, в пределе жесткой пленки $\beta k^3/\rho\omega_k k^2 \gg (\nu k^2/\omega_k)^{1/2}$ затухание стремится к (1.11):

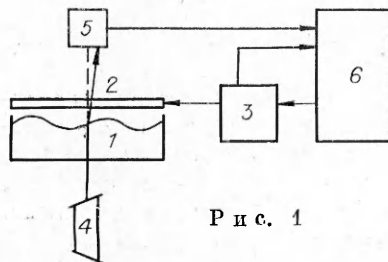
$$\gamma_k = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\omega_k \nu k^2} \left[1 + \frac{\sqrt{2\nu k^2/\omega_k}}{\beta k^3/\rho\omega_k^2} \right].$$

Максимум затухания при фиксированной частоте достигается при такой величине β , зависящей от концентрации c_0 , когда $\beta k^3/\rho\omega_k^2 = \sqrt{2\nu k^2/\omega_k}$. Максимальное значение затухания вдвое больше предельного.

2. Экспериментальная установка. Методика и результаты эксперимента. В настоящей работе экспериментально определены пороговая напряженность электрического поля E_c возбуждения ПВ при различных частотах накачки, а также зависимость затухания волн γ_k от волнового вектора. Наличие частиц на поверхности воды приводит к уменьшению коэффициента α [8]. Для определения закона дисперсии волн (1.1) измерена величина α .

Установка схематически изображена на рис. 1. Жидкость находилась в кювете 1 ($90 \times 90 \times 9$ см). Над поверхностью воды помещался плоский металлический электрод 2 (90×90 см), зазор составлял ~ 1 см, электрод был горизонтален с точностью 200 мкм. Между водой и электродом прикладывалось переменное электрическое напряжение с амплитудой ~ 10 кВ и частотой ~ 10 Гц. Электрическое поле создавалось источником высокого напряжения 3, который представлял собой мощный двухканальный усилитель с амплитудной модуляцией. Источник имел следующие параметры: амплитуда напряжения от 0 до 13 кВ в диапазоне частот от 0 до 14 Гц, нелинейность по амплитуде менее 0,1%/10 кВ, стабильность амплитуды 0,3%, коэффициент гармоник $< 0,1\%$, частота модуляции 2 кГц, амплитуда гармоник модуляции $< 1\%$. Такой источник позволял создавать электрическое поле напряженностью до 10 кВ/см, способное возбудить поверхностные волны при отсутствии электрического пробоя между водой и электродом. Электрическое поле регистрировалось измерением напряжения, непосредственно приложенного между электродом и водой, через делитель напряжения. Колебания поверхности фиксировались оптическим лазерным измерителем, состоящим из лазера 4 и дифференциального фотоприемника 5.

Система автоматизации 6 регулировала амплитуду электрического напряжения и в ритме эксперимента производила сбор и обработку данных, поступающих с лазерного измерителя и источника высокого напряжения [9]. В эксперименте производился сбор и визуальный контроль данных о времени измерения, гармониках колебаний жидкости и высокого напряжения. При этом осуществлялись оперативная обработка данных и сохранение их для последующей статистической обработки.



Р и с. 1

Погрешности измерения имели в основном статистический характер: разброс гармоник высокого напряжения определялся дискретностью аналого-цифрового преобразования, шумовые колебания жидкости вызывались вибрацией здания и т. д. Влияние возбуждаемых волн на источник высокого напряжения было пренебрежимо мало ($< 0,1\%$) вплоть до пробоя.

Статистическая обработка данных эксперимента, таких как зависимость амплитуды волны от времени, стационарной амплитуды ПВ от напряжения, пороговой напряженности электрического поля от частоты и др., производилась проведением кривых регрессии через экспериментальные точки. Параметры кривой и их погрешности определялись методом наибольшего правдоподобия, причем учитывалась погрешность обеих координат экспериментальных точек [10]. Например, для определения V_c из зависимости стационарной амплитуды ПВ от напряжения использовалась кривая регрессии с параметром V_c .

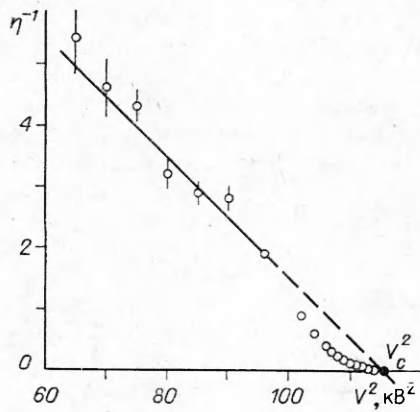
Для определения порога параметрического возбуждения волн измерялась амплитуда η ПВ при различных значениях амплитуды V и частоты ω электрического напряжения. Поскольку давление $E^2(t)/8\pi$ менялось с частотой 2ω , параметрическая волна имела частоту $\omega_p/2 = \omega$. Поэтому η полагалась пропорциональной величине гармоники ω сигнала, поступающего с лазерного измерителя. Амплитуда V находилась по величине первой гармоники электрического напряжения.

Измерение пороговой амплитуды поля производилось следующим образом. При фиксированной частоте ω подавалось электрическое напряжение с амплитудой V около 8 кВ, которое заведомо ниже порогового. При этом амплитуды всех гармоник колебаний поверхности жидкости сравнимы с шумом. Затем амплитуда электрического напряжения увеличивалась с переменным шагом 50—1000 В, зависящим от близости к порогу, и производились измерения амплитуды первой гармоники волны η в зависимости от времени. При приближении амплитуды напряжения к пороговому значению амплитуда первой гармоники волны росла, величины остальных гармоник оставались на уровне шума (менее 0,1 % от величины первой гармоники вблизи порога). При фиксированном электрическом напряжении амплитуда волны экспоненциально стремилась к своему стационарному значению. Каждый новый шаг изменения напряжения производился после того, как колебания жидкости установятся. Время установления $1/|\nu|$ варьировалось от 10 с до 40 мин в зависимости от близости к порогу. Из данных определялись стационарная амплитуда волн η_0 , декремент $|\nu|$ и амплитуда электрического напряжения V . Из формул (1.7), (1.8) линейной теории получаем, что при приближении к порогу стационарная амплитуда η_0 волн, находящихся в резонансе с накачкой, растет по гиперболе $\eta_0 \sim |f|/|\nu| \sim 1/(V_c^2 - V^2)$, а значение $1/\eta_0$ падает линейно (рис. 2). По точке V_c^2 пересечения прямой с осью V^2 определяли порог V_c с точностью 0,1—0,3 %. В непосредственной близости от порога (около 200 В) наблюдалось резкое отклонение от линейной теории. ПВ релаксировали неэкспоненциально к стационарному значению, η_0 росло по зависимости $\eta_0 \sim (V_c - V)^{-\delta}$, где $\delta = 2-2,5$. Так как рассматривалась линейная стадия неустойчивости, то указанные точки исключались.

Точность измерения пороговой напряженности E_c целиком определялась погрешностью измерения зазора h (около 10 %). Для уменьшения ошибки использовали следующий способ. Изменяя зазор с шагом 3000 мкм, провели несколько измерений порога при фиксированной частоте $f = 10$ Гц. Предполагая, что возбуждение ПВ происходило при одинаковом значении электрического поля, нашли h из условия пропорциональности V_c зазору во всех измерениях. Ошибка уменьшилась до 1,5 %.

Другой способ измерения пороговой амплитуды поля заключался в нахождении E_c^2 из зависимости (1.8) линейной теории: $E_c^2 = E^2 + \frac{32\pi\rho\omega_n}{k^2 \operatorname{cth}(kh)} |\nu|$, где $|\nu|$ и E одновременно определялись в эксперименте. Точность измерения E_c составила 0,5—2 %. Разность значений E_c , полученных двумя способами, не превышает погрешности измерения E_c (1—2 %).

Коэффициент поверхностного натяжения α находился с помощью лазерного измерителя. На поверхности воды электромеханическим вибратором создавалась бегущая волна и определялся волновой вектор k при



Р и с. 2

различных частотах ω волны по зависимости фазы волны ϕ от расстояния x до вибратора: $\phi = kx + \text{const}$. Расстояние x измерялось с точностью 100 мкм. Затем по полученным данным определялся параметр α зависимости (1.1). Метод позволил получить коэффициент поверхностного натяжения с точностью 2%. Однако при смене исследуемой воды разброс значений α составил 5%. В нашей серии экспериментов $\alpha = 57 \pm 3$ эрг/см², что на 22% меньше, чем для поверхности чистой воды.

В предварительных экспериментах использовалась дистиллированная

вода, однако было обнаружено, что за несколько часов на ней образуется пленка из адсорбированных частиц, «жесткость» которой увеличивается в течение нескольких суток. Поэтому мы брали водопроводную воду, на которой «жесткость» пленки устанавливается за несколько часов, что позволило добиться воспроизводимости результатов измерений, проводимых через 5—7 сут.

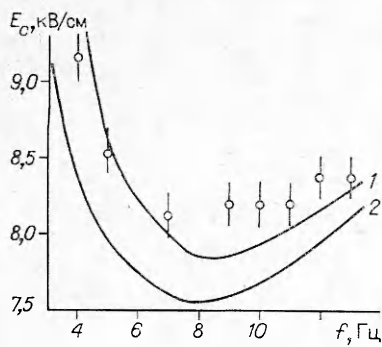
Были измерены зависимости E_c от частоты в диапазоне 4—13 Гц. На рис. 3 изображены экспериментальные данные, а также теоретические кривые, вычисленные по формулам (1.3), (1.6), (1.12). Кривая 1 с $\beta = 160 \pm 20$ эрг/см² проведена методом наибольшего правдоподобия. Она явно отличается от кривой 2 с $\beta = \infty$, соответствующей абсолютно жесткой пленке.

На точность измерения E_c влияла погрешность определения вязкости воды. В эксперименте температура варьировалась в пределах 16—20 °С, поэтому разброс вязкости составил 4%. Это эффективно привело к дополнительному разбросу порога на 1%. В точках $f = 5, 7, 9$ Гц проведены дополнительные измерения. Значения E_c воспроизводились с точностью, отвечающей погрешности 2—2,5%.

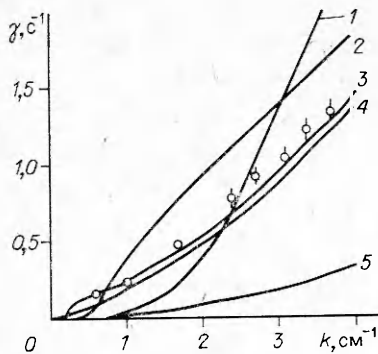
По данным (f, E_c) и формулам (1.3), (1.6) найдена зависимость затухания волн от волнового вектора. На рис. 4 представлены результаты экспериментов и теоретические кривые с разными значениями β : кривая 5 с $\beta = 0$ соответствует чистой поверхности и описывается формулой (1.10), 1 отвечает $\beta = 5$ эрг/см², 2 — $\beta = 20$ эрг/см², 3 с $\beta = 160$ эрг/см² проходит через экспериментальные точки, 4 с $\beta = \infty$ соответствует пределу жесткой пленки и описывается формулой (1.11). Заметим, что измеренное в эксперименте затухание γ_k (кривая 3) значительно больше (1.10) (кривая 5) и находится в количественном согласии с величиной (1.12), полученной в работе [2], во всем исследованном диапазоне от 4 до 13 Гц.

При обработке результатов эксперимента пренебрегали зависимостью коэффициента поверхностного натяжения и других параметров от электрического поля, поскольку оно составляло менее 10^{-3} от межмолекулярного поля.

В заключение отметим следующее: поведение волн до порога вплоть до $(E_c - E)/E_c \leq 0,03$ хорошо описывается линейной теорией параметрической неустойчивости; коэффициент поверхностного натяжения воды с адсорбированными поверхностью частицами в условиях эксперимента ниже, чем для чистой воды; существующая теория [2] объясняет механизмы и хорошо описывает затухание волн на поверхности воды в диапазоне частот 4—13 Гц; затухание волн на поверхности воды обусловлено поверхностной пленкой и в исследованном диапазоне частот в 4—30 раз отличается от значения $2\nu k^2$, обусловленного объемным вязким трением; существенное влияние на затухание волны оказывает зависимость коэффициента поверхностного натяжения от концентрации адсорбированных частиц («эластичность» пленки).



Р и с. 3



Р и с. 4

Авторы благодарны В. С. Львову и А. А. Предтеченскому за стимулирующие и полезные обсуждения работы на всех ее этапах, а также Д. А. Шапиро за многочисленные ценные консультации по статистической обработке данных эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: ГИТТЛ, 1954.
2. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика.— М.: Изд-во АН СССР, 1952.
3. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана.— Л.: Гидрометеиздат, 1980.
4. Schlomann E., Joseph R. Instability of spin waves and magnetostatic oscillations under parallel magnetic pumping // J. Appl. Phys.— 1961.— V. 32, N 6.
5. Захаров В. Е., Львов В. С., Старобинец С. С. Турбулентность спиновых волн за порогом их параметрического возбуждения // УФН.— 1974.— Т. 114, № 3.
6. Арбузов В. А., Кузнецов Е. А., Носков Н. Н. и др. О параметрическом возбуждении волн на поверхности жидкости.— Новосибирск, 1977.— (Препринт/ИАиЭ СО АН СССР; № 57).
7. Брискман В. А., Шайдуров Г. Ф. Параметрическая неустойчивость поверхности жидкости в переменном электрическом поле // ДАН СССР.— 1968.— Т. 180, № 6.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: Наука, 1976.
9. Савельев В. В., Черепанов В. Б. О пороге параметрического возбуждения волн на поверхности жидкости.— Новосибирск, 1984.— (Препринт/ИАиЭ СО АН СССР; № 234).
10. Ozear J. Least squares when both variables have uncertainties // Amer. J. Phys.— 1982.— V. 50, N 10.

Поступила 24/II 1987 г.

УДК 517.9 : 532

О НАЧАЛЬНОМ ЭТАПЕ РАЗВИТИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В НЕЛИНЕЙНО-ТЕПЛОПРОВОДНОМ ГАЗЕ

А. С. Романов, А. А. Стыцyna]

(Москва)

Часто используемая модель лучистой теплопередачи — приближение лучистой теплопроводности [1]. Условие применимости модели состоит в малости длины пробега излучения по сравнению с характерным размером прогретой области.

Под действием лучистого потока нагреваемый излучением газ приходит в движение. Для математического описания этого процесса вместо уравнения лучистой теплопроводности необходимо рассматривать систему уравнений газовой динамики. Однако можно надеяться, что на начальном этапе развития динамических возмущений процесс лучистой теплопередачи практически не зависит от движения газа (см., например, [2]). Этот факт позволяет асимптотически проанализировать характер движения газа при его интенсивном нагреве излучением вплоть до образования изотермического разрыва, который в результате дальнейшей эволюции преобразуется в ударную волну, отрывающуюся от прогретого излучением объема газа [1].