

NONLINEAR PHENOMENA ON THE CHARGED SURFACE OF LIQUID HYDROGEN

M.Yu. Brazhnikov 1, G.V. Kolmakov, A.A. Levchenko*, L.P. Mezhov-Deglin
Institute of Solid State Physics RAS, 142432 Chernogolovka, Russia

Introduction

System of nonlinear interacting waves at the surface of a fluid can be described by the kinetic equation analogous to the Boltzmann equation in gas dynamics [1]. In a system of capillary waves there is a frequency interval (inertial interval) which is bounded from below by the pump frequency ω_p and from above by the frequency ω_b at which the viscous damping time τ_v is comparable, by an order of magnitude, to the nonlinear interaction time τ_n : $\tau_n \sim \tau_v$. The dispersion law for capillary waves $\omega_k^2 = \sigma/\rho k^3$ (ω_k is frequency, k is the wave vector, σ is the surface tension, and ρ is density) is of the decay type, and, hence, the main contribution to the wave interaction comes from the three-wave processes of wave decay into two waves with the conservation of the total wave vector and frequency, as well as from the reverse processes of two-wave confluence into a single wave. Therefore, a constant energy flux to higher frequencies is established in the capillary-wave turbulence regime; hence, it occurs at frequencies higher than the pump frequency (direct cascade). The viscous damping time of capillary waves decreases with an increasing wave vector as $\tau_v^{-1} = 2\nu k^2$, where ν is the kinematic viscosity of the fluid. The nonlinear interaction characteristic time τ_n , is determined by the liquid parameters and the capillary wave distribution $n(k)$ over the wave vector,

$$\tau_n^{-1} \sim |V_k|^2 n(k) k^2 \omega_k^{-1} \quad (1),$$

where $V_k \sim (\sigma/\rho 3)^{1/4} k^{9/4}$ is the three-wave nonlinear interaction constant. The steady-state distribution of surface waves in the inertial interval can be described by the Fourier transform of the pair correlation function $I_k = \langle |\eta_k|^2 \rangle$ for the surface deviations $\eta(r, t)$ from the flat state. The correlation function is related

to the distribution function $n(k)$ by the expression

$$I_k = n(k) \rho \omega_k / (\sigma k) \quad (2),$$

$$\omega_b \sim \eta_p^\beta \omega_p^\gamma \quad (3).$$

Equations (1)-(3) can be used to find the wave frequency ω_b (boundary frequency). The exponents β and γ are determined by the distribution function $n(k) \sim (k/k_p)^\alpha$. For the excitation of surface oscillations in a broad frequency range, the exponent α of the distribution function is $-19/4$ [2], $\beta = 2.4$, and $\gamma = 19/5$. For the excitation of surface oscillations by a spectrally narrow pumping, $\alpha = -23/4$, β decreases to $4/3$, and $\gamma = 23/9$.

Experimental method

Experiments were carried out in an optical cell placed in a helium cryostat. A flat capacitor was mounted horizontally inside the cell. Hydrogen was condensed into a container formed by the lower plate and a guard ring 25 mm in diameter and 3 mm in height. The liquid layer was 3 mm thick. The upper capacitor plate was situated at a distance of 4 mm above the liquid surface.

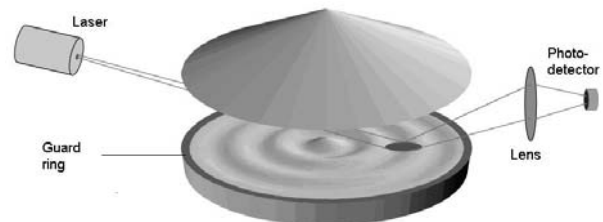


Fig.1. The scheme of experiments.

The free liquid surface was charged with the help of radioactive platelet placed on the lower plate of the capacitor. The surface oscillations of liquid hydrogen (standing waves) were excited at one of the resonance

frequencies using an ac voltage applied to the guard ring additionally to the dc voltage. Surface oscillations of liquid hydrogen were detected by a laser beam reflected from the surface. The reflected beam was focused by a lens onto a photodetector. The voltage at the photodetector was directly proportional to the beam power $P(t)$. The frequency spectrum P_ω of the total reflected power was obtained by the temporal Fourier transform of the recorded $P(t)$ dependence.

Experimental results and discussion.

In our experiments the squared amplitude of Fourier transform P^2_ω of the measured signal is directly proportional to the correlation function in the frequency representation; i.e., $I_\omega \propto P^2_\omega$. Fig. 2 demonstrates frequency dependence for P^2_ω measured at the surface excitation frequency $\omega = 137$ Hz. The wave amplitude at the pump frequency is equal to 0.016 ± 0.009 mm. The frequency at which the P^2_ω function sharply changes (inertial interval boundary) are indicated by the arrows. This frequency undergoes a high-frequency shift as the wave amplitude increases.

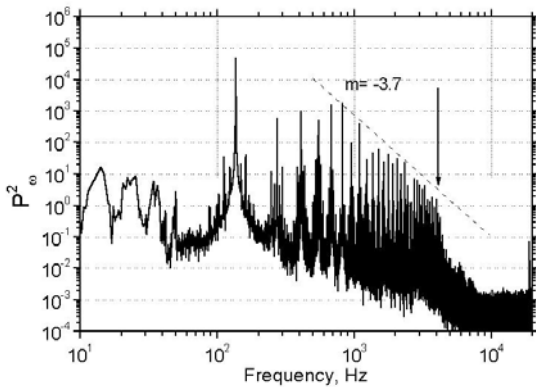


Fig.2. The P^2_ω distribution at a pump frequency of 137 Hz.

Over a wide frequency range, the P^2_ω dependence shows a power-law behavior with exponent $m = -3.7 \pm 0.3$. This exponent is close to the estimate obtained in the theoretical work [2] for the case of spectrally narrow pumping.

The boundary frequency of the inertial interval edge is shown in Fig. 3 as a function of wave amplitude for three pump frequencies, 83Hz, 137 Hz and 290 Hz. The solid lines in Fig. 3 correspond to the power-law dependence of the boundary frequency ω_b on the amplitude η with an exponent of 4/3. One can see that the agreement between the experimental points and the theoretical dependence is quite satisfactory.

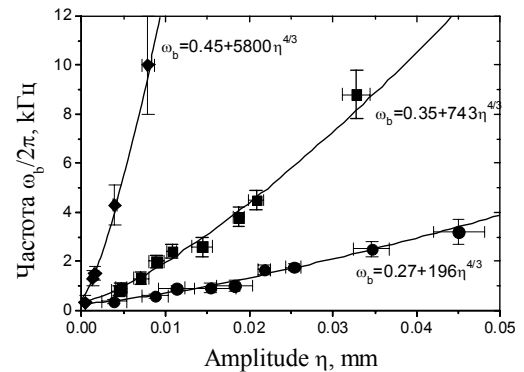


Fig.3. Boundary frequency as a function of wave amplitude at pump frequency.

Thus, we have demonstrated experimentally that the boundary frequency of the inertial interval is extended to higher frequencies as the wave amplitude at pump frequency rises. This dependence is well described by the power-law behavior with an exponent of 4/3. The experimental results are in qualitative agreement with the theory.

Acknowledgement.

This work was supported in part by the INTAS (grant no. 2001-0618) and RFBR (grant no.03-02-16865).

References

- [1] V. Zakharov, V. Uvov, G. Falkovich, Wave Turbulence, Vol. 1: Kolmogorov Spectra of Turbulence (Springer-Verlag, Berlin, 1992).
- [2] V.E. Zakharov, N.N. Filonenko, Zh. Prikl. Mekh. Tekh. Fiz. **5** 62, (1967)

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ НА ЗАРЯЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО ВОДОРОДА

М.Ю. Бражников, Г.В. Колмаков, А.А. Левченко*, Л.П.Межов-Деглин

Институт физики твердого тела Российской академии наук, 142432, г. Черноголовка, Россия

Введение

Система слабо взаимодействующих капиллярных волн может быть описана в рамках кинетического уравнения, аналогичного уравнению Больцмана газовой динамики [1]. В системе капиллярных волн существует интервал частот (инерционный интервал), который ограничивается снизу частотой накачки ω_p , а на высоких частотой ω_b , при которой время вязкостного затухания τ_v сравнивается по порядку величины с временем нелинейного взаимодействия волн τ_n : $\tau_n \sim \tau_v$.

Закон дисперсии капиллярных волн $\omega = (\sigma/\rho)^{1/2} k^{3/2}$ (ω_k частота волны с вектором k , σ - коэффициент поверхностного натяжения, ρ - плотность) является распадным. Следовательно, основной вклад во взаимодействие волн вносят трехволновые процессы - распад волны на две с сохранением суммарного волнового вектора и суммарной частоты, а также обратный ему процесс. Поэтому в турбулентном режиме устанавливается постоянный поток энергии в сторону высоких частот.

Время вязкостного затухания капиллярных волн уменьшается с ростом величины волнового вектора $\tau_v^{-1} = 2\nu k^2$ где ν - кинематическая вязкость жидкости. Характерное время нелинейного взаимодействия τ_n в системе волн турбулентного каскада определяется параметрами жидкости, а также функцией распределения капиллярных волн $n(k)$ и может быть записано в виде

$$\tau_n^{-1} \sim |V_k|^2 n(k) k^2 \omega_k^{-1} \quad (1),$$

где $V_\omega \approx (\sigma/\rho^{3/2})\omega^{3/2}$ - коэффициент нелинейности капиллярных волн. Стационарное распределение энергии поверхностных волн в инерционном интервале может быть описано парной корреляционной функцией в Фурье-представлении $I_k = \langle |\eta_k|^2 \rangle$ для отклонений поверхности от плоского состояния $\eta(r,t)$.

$$I_k = n(k)\rho\omega_k/(\sigma k) \quad (2),$$

Используя уравнения (1)-(2) можно получить зависимость граничной частоты от амплитуды волны на частоте накачки

$$\omega_b \sim \eta_p^\beta \omega_p^\gamma \quad (3).$$

Величины показателей степени β и γ определяются частотной зависимостью корреляционной функцией $I_\omega \sim \eta_p^2 (\omega/\omega_p)^\alpha$. В случае возбуждения поверхностных колебаний в широкой полосе частот показатель функции распределения α равен -17/6, $\beta = 2.4$ и $\gamma = 19/5$. При возбуждении поверхностных колебаний спектрально узкой накачкой, $\alpha = -21/6$, значение показателя β уменьшается до величины равной 4/3, а $\gamma = 23/9$.

Экспериментальная методика

Эксперименты были проведены в оптической ячейке, которая размещалась в гелиевом криостате. Схема эксперимента показана на рис.1. Внутри ячейки был установлен плоский горизонтальный конденсатор. На нижней обкладке конденсатора располагалась радиоактивная пластина. Водород кон-

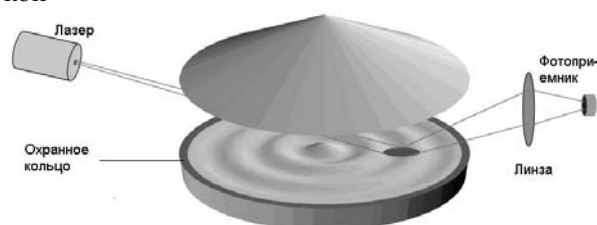


Рис.1. Схема эксперимента.

денсировался в стакан, образованный нижней обкладкой и охранным кольцом диаметром 25 мм и высотой 3 мм. Толщина слоя жидкости составляла 3 мм. На расстоянии 4 мм над поверхностью жидкости располагалась верхняя обкладка конденсатора.

Колебания поверхности жидкого водорода возбуждали с помощью переменного

* Fax: (096)5249701, E-mail: levch@issp.ac.ru

напряжения, прикладываемого к охранному кольцу в дополнение к постоянному на одной из резонансной частот.

Регистрацию колебаний поверхности жидкого водорода производили по изменению мощности отраженного от поверхности лазерного луча. Отраженный от колеблющейся поверхности луч с помощью линзы фокусировался на фотоприемник. Напряжение на фотоприемнике прямо пропорционально мощности луча $P(t)$. В работе анализировался частотный спектр P_ω полной мощности отраженного лазерного луча, получаемый Фурье преобразованием по времени регистрируемой зависимости $P(t)$.

Экспериментальные результаты.

В наших экспериментах корреляционная функция прямо пропорциональна квадрату Фурье гармоники измеряемого сигнала в частотном представлении, $I_\omega \sim P_\omega^2$. На рис.2. показана частотная зависимость P_ω^2 , измеренная при частоте накачки $\omega = 137$ Гц. Амплитуда волны на частоте возбуждения была 0.016 ± 0.009 мм. Частота, при которой зависимость P_ω^2 резко изменяется (граница инерционного интервала), отмечена стрелкой. Эта частота возрастает с увеличением амплитуды волны накачки.

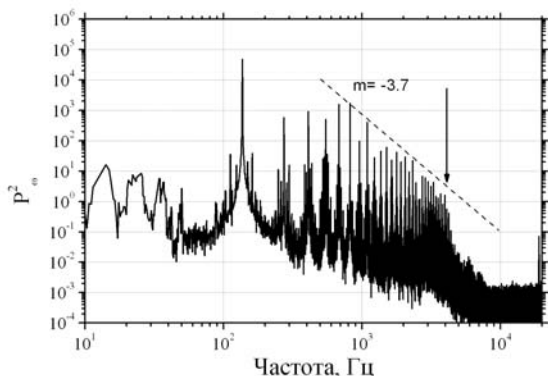


Рис.2. Распределение P_ω^2 при частоте накачки равной 137 Гц.

В широком частотном диапазоне зависимость P_ω^2 описывается степенной функцией с показателем степени $m = -3.7 \pm 0.3$. Величина показателя оказалась близкой к оценке, полученной в теоретической работе [2]

для случая спектрально узкого возбуждения поверхности.

На рис.3 приведены зависимости граничной частоты края инерционного интервала ω_b от амплитуды волны η_p на частотах накачки 83, 135 и 290 Гц. Сплошные линии на рисунке соответствуют степенной зависимости граничной частоты от амплитуды волны с показателем равным $4/3$. Видно, что экспериментальные зависимости $\omega_b(\eta_p)$ можно описать степенными функциями с показателем степени близким к единице.

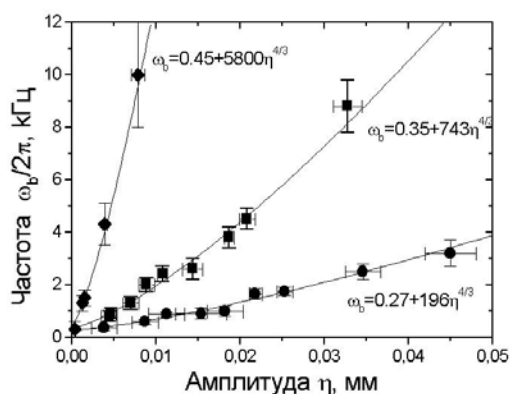


Рис.3. Граничная частота как функция амплитуды волны на частоте накачки.

Установлено, что инерционный интервал расширяется в сторону высоких частот при увеличении амплитуды волны на частоте накачки. Зависимость граничной частоты от амплитуды волны может быть хорошо описана степенной функцией с показателем равным $4/3$. Показано, что экспериментальные данные хорошо согласуются с существующей теорией слабой волновой турбулентности.

Работа выполнена при поддержке ИНТАС (грант № 2001-0618) и РФФИ (грант №03-02-16865).

[1] V. Zakharov, V. Lvov, G. Falkovich, Wave Turbulence, Vol. 1: Kolmogorov Spectra of Turbulence (Springer-Verlag, Berlin, 1992).

[2] V.E. Zakharov, N.N. Filonenko, Zh. Prikl. Mekh. Tekh. Fiz. **5**, 62, (1967)