

$$(\xi_a^n)_0^2 = \frac{4\pi^{5/2} e^2 n |\vec{r}_{ab}|^2 R^0}{3V k_0 u} \left\{ \left[1 - \frac{v_{ab}^2}{k_0^2 u^2} \right] \frac{1}{\sqrt{aE_0^2}} - \left[\frac{\pi v_{ab}^2}{k_0^2 u^2} + \frac{3v_{ab}(\gamma_{ab} + v_{ab})}{\gamma k_0^2 u^2} \right] \sqrt{aE_0^2} + \frac{\sqrt{\pi}(\gamma_{ab} + v_{ab}) v_a}{\gamma k_0 u} \right\}; \quad (15)$$

$$\Delta\omega = \frac{4\pi^{5/2} e^2 n |\vec{r}_{ab}|^2 R^0 \Omega_0^2}{3V k_0 u E_0^2} \left[\sqrt{aE_0^2} + \sqrt{\pi} \frac{v_{ab}}{k_0 u} aE_0^2 - \sqrt{\pi} \frac{v_{ab}}{k_0 u} \right]. \quad (16)$$

Сравнение с результатами (5) показывает, что в этом случае столкновения приводят к изменению зависимости интенсивности фазовых флуктуаций от поля (в амплитудных флуктуациях этот эффект также существует, но он слабее, так как пропорционален величине второго порядка по малому параметру $v_{ab}/k_0 u$, $\gamma_{ab}/k_0 u$). Именно, в этом случае в выражении для ширины линии (16) появляется, во-первых, член, не зависящий от поля, а во-вторых, член, пропорциональный W^{-1} , где $W = \sqrt{E_0^2}/8\pi$ — энергия поля в резонаторе, причем этот член входит со знаком минус, т. е. уменьшает ширину линии. Однако эта вторая поправка меньше первой вследствие того, что $aE_0^2 \gg 1$.

Выражаю глубокую благодарность проф. Ю. Л. Климонтовичу за внимание к работе и ценные указания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Раутман С. Г. Труды ФИАН, 43, 1970; Нелинейная оптика. М., 1968.
2. Gyorffy B. L., Bogenstein M., Lamb W. E. Phys. Rev. 169, 340, 1968.
3. Stenholm S. JEEE — Quant. Electronics, 1969.
4. Климонтович Ю. Л., Ланда П. С. ЖЭТФ, 58, 1367, 1970.
5. Климонтович Ю. Л. «Успехи физических наук», 101, № 4, 1970.
6. Климонтович Ю. Л., Ковалев А. С., Ланда П. С. «Успехи физических наук», 106, вып. 2, 1972.

Поступила в редакцию
8.7 1971 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 621.8.0343

В. П. ВОРОНИН, Л. К. ЗАРЕМБО

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ПРИЕМА КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН

В первых экспериментальных работах [1, 2, 3] по исследованию нелинейных и параметрических эффектов в поверхностных волнах использовались контактные электрические приемники, действие которых основано на изменении импеданса тонкой иглы при погружении ее в жидкость. Высокая чувствительность этих приемников (14 в/см [4]) может быть получена только для сред с конечной проводимостью, что исключает возможность проведения измерений на многих чистых жидкостях. Минимальные амплитуды смещений, фиксируемые таким приемником, ограничиваются шумами и составляют $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ см. Использование таких датчиков в области чисто капиллярных волн затрудняется также из-за возмущения поля мениском, размеры которого сравнимы с длиной исследуемой волны.

Оптические методы индикации поля капиллярных волн применялись и ранее [5]. В этой заметке сообщается о чувствительном оптическом методе приема капиллярных волн (метод принципиально пригоден и для работы в области гравитационных волн), позволяющем в отличие от ранее существовавших методов получить форму профиля волны, а также измерить абсолютные величины амплитуд.

Из закона преломления света следует, что для волны $y(x, t)$, распространяющейся по поверхности Π (рис. 1), смещение $x(t)$ луча в плоскости D , отстоящей на d от Π , связано с ее мгновенной крутизной $\partial y/\partial x$ в точке поверхности x_0 линейным соотношением

$$\left. \frac{\partial y}{\partial x} \right|_{x=x_0} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{x(t)}{d} \quad (1)$$

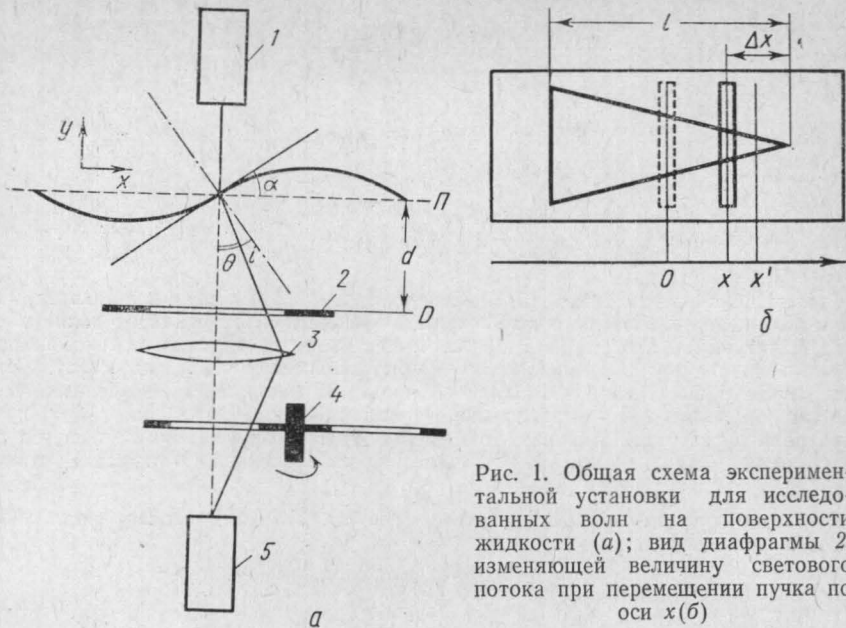


Рис. 1. Общая схема экспериментальной установки для исследования волн на поверхности жидкости (а); вид диафрагмы 2, изменяющей величину светового потока при перемещении пучка по оси x (б)

с ошибкой не более 1% для жидкостей с показателем преломления $n=1,2 \div 1,6$ и углом падения луча на поверхность a , изменяющимся от 0 до 20° ;

Для преобразования смещения луча в пропорциональный электрический сигнал применялось фотоэлектрическое устройство, принцип действия которого проиллюстрирован на рис. 1. Осветитель 1, оптическая ось которого направлена вертикально, формирует щелевидный световой пучок, параллельный фронту поверхностной волны, и фокусирует его с помощью широкоугольного бездисторсионного объектива на поверхности жидкости в световое пятно, размеры которого ($\sim 10^{-4}$ см) в сотни раз меньше длины исследуемой волны. На глубине d под поверхностью жидкости в плоскости D расположена диафрагма 2 типа «ласточкин хвост» (рис. 1, б), так, что смещение световой полоски вдоль нее при изменении угла падения a приводит к пропорциональному изменению величины светового потока, проходящего к расположенному ниже фотоэлектронному умножителю 5.

При линейной зависимости фототока от световой мощности на выходе ФЭУ появляется переменный сигнал, пропорциональный мгновенной крутизне поверхностной волны. Между диафрагмой 2 и ФЭУ помещена линза 3, фокусирующая качающийся световой пучок на фотокатоде.

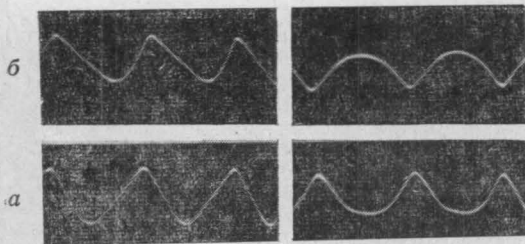


Рис. 2. Осциллограммы переменных форм капиллярной волны ($f=80$ гц, $a/\lambda \sim 0,1$) на различных расстояниях от излучателя. а — $x=1/4\Delta$, б — $x=1/2\Delta$, в — $x=3/4\Delta$, г — $x=\Delta$. Расстояние выражено в долях длины пространственного биения $\Delta=0,79$ см второй гармоники

Этим исключается возможность перемещения светового пятна по поверхности фотокатода. Из-за неоднородности его зонной характеристики перемещение светового пятна приводит к появлению побочного сигнала, который может сильно исказить результаты измерений. С выхода ФЭУ сигнал подавался на селективный усилитель, позволявший исследовать его спектральный состав.

Для градуировки в абсолютных значениях $\text{tg} a$, а также для проверки линейности электрической части установки между собирающей линзой и ФЭУ помещался диск механического модулятора 4, прерывавшего световой поток, проходящий через невозмущенную поверхность жидкости. Очевидно, амплитуда импульса, получаемого при периодическом перекрытии световой полоски, находящейся на расстоянии Δx от вершины угла модулирующей диафрагмы (рис. 1, б), эквивалентна в случае линей-

ности световой характеристики ФЭУ качанию ее относительно точки x' с амплитудой $\Delta x/2$. Такому перемещению луча соответствует, как это следует из (1), амплитуда изменения тангенса угла наклона поверхности $\Delta \operatorname{tg} \alpha = \frac{n}{n-1} \frac{\Delta x}{2d}$. Изменяя Δx перемещением диафрагмы при помощи микрометрического винта и зная ее расстояние от поверхности жидкости d , можно получить зависимость переменного напряжения на выходе усилителя $u \sim f(\operatorname{tg} \alpha)$, по которой определяются абсолютные значения $\operatorname{tg} \alpha$. В нашем эксперименте эта зависимость представляла прямую линию $u \sim S \operatorname{tg} \alpha$, что

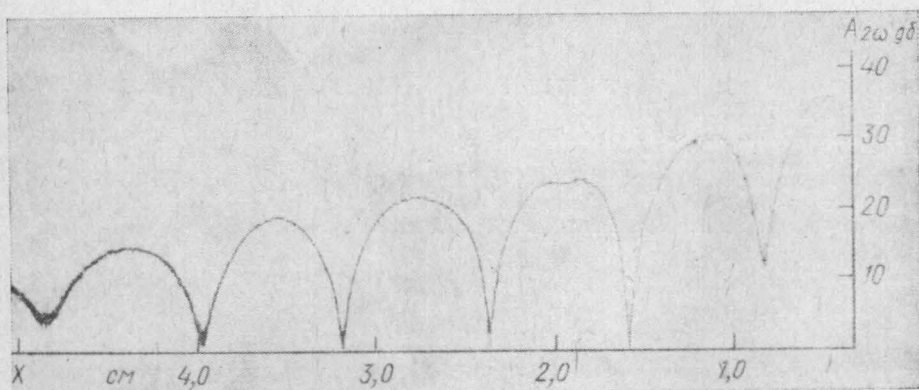


Рис. 3. Зависимость амплитуды второй гармоники капиллярной волны на поверхности *o*-ксилола от расстояния x ($f=80$ гц, $\lambda_{\omega}=0,327$ см, $\lambda_{2\omega}=0,22$ см). Нулевой уровень соответствует $a_{2\omega}=4,4 \cdot 10^{-5}$ см. В максимуме второго бинния $a_{\omega}=1,155 \cdot 10^{-2}$ см, $a/\text{см}$

свидетельствует о линейности режима работы электрического тракта установки. Одновременно с проведением абсолютной градуировки изменением частоты прерывания проверялась частотная характеристика установки, оказавшаяся плоской во всем диапазоне интересовавших нас частот. При работе с *o*-ксилолом и фотоприемником ФЭУ-51 с интегральной анодной чувствительностью 100 а/лм чувствительность этого метода приема составляла $S=20,7$ в. Как известно, для синусоидальной волны справедливо выражение.

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \operatorname{tg} \alpha_{\max}, \quad (2)$$

где a — ее амплитуда, λ — длина волны, α_{\max} — угол максимального наклона профиля волны. Минимальная измеримая величина a/λ ограничивалась уровнем шума на выходе селективного усилителя в отсутствие капиллярной волны и составляла в среднем $(a/\lambda)_{\min} \sim 10^{-4}$ вплоть до частот ~ 1000 гц. Верхний предел измеряемого отношения $(a/\lambda)_{\max} \sim 2 \cdot 10^{-1}$ определялся размером диафрагмы 2, а также нелинейностью световой характеристики ФЭУ и условием малости углов в (1). Уровень шума на выходе усилителя может быть понижен уменьшением среднего светового потока, попадающего на ФЭУ без волны, что уменьшает $(a/\lambda)_{\min}$ до значений $10^{-5} \div 10^{-6}$, но одновременно приводит к уменьшению максимальных a/λ , измеряемых приемником. Длина исследуемой волны определялась фазовым методом по изменению фигур Лиссажу при перемещении излучателя относительно точки приема. Максимальная погрешность измерения длины волны таким методом не превышала 2%.

Волны возбуждались при помощи электродинамической системы громкоговорителя в кювете ($30 \times 30 \times 3$ см) с дном из оптического стекла. На краю кюветы устанавливался наклонный «берег», в достаточной степени ослаблявший отраженную волну. Для получения однородного поля плоской волны волнопродуктор имел размер вдоль фронта на разных частотах от 20 до 100 λ , и для однородности смачиваемости покрывался парафином. При измерениях оказалось принципиально важным изолировать поверхность жидкости от микросотрясений и паразитной вибрации. Для этого кювета с жидкостью на массивной подставке была подвешена на резиновых жгутах к потолку помещения; подвес имел низкую частоту собственных колебаний.

$$(\xi_a^n)_0^2 = \frac{4\pi^{5/2} e^2 n |\vec{r}_{ab}|^2 R^0}{3V k_0 u} \left\{ \left[1 - \frac{v_{ab}^2}{k_0^2 u^2} \right] \frac{1}{\sqrt{aE_0^2}} - \left[\frac{\pi v_{ab}^2}{k_0^2 u^2} + \frac{3v_{ab}(\gamma_{ab} + v_{ab})}{\gamma k_0^2 u^2} \right] \sqrt{aE_0^2} + \frac{\sqrt{\pi}(\gamma_{ab} + v_{ab}) v_a}{\gamma k_0 u} \right\}; \quad (15)$$

$$\Delta\omega = \frac{4\pi^{5/2} e^2 n |\vec{r}_{ab}|^2 R^0 \Omega_0^2}{3V k_0 u E_0^2} \left[\sqrt{aE_0^2} + \sqrt{\pi} \frac{v_{ab}}{k_0 u} aE_0^2 - \sqrt{\pi} \frac{v_{ab}}{k_0 u} \right]. \quad (16)$$

Сравнение с результатами (5) показывает, что в этом случае столкновения приводят к изменению зависимости интенсивности фазовых флуктуаций от поля (в амплитудных флуктуациях этот эффект также существует, но он слабее, так как пропорционален величине второго порядка по малому параметру $v_{ab}/k_0 u$, $\gamma_{ab}/k_0 u$). Именно, в этом случае в выражении для ширины линии (16) появляется, во-первых, член, не зависящий от поля, а во-вторых, член, пропорциональный W^{-1} , где $W = \sqrt{E_0^2}/8\pi$ — энергия поля в резонаторе, причем этот член входит со знаком минус, т. е. уменьшает ширину линии. Однако эта вторая поправка меньше первой вследствие того, что $aE_0^2 \gg 1$.

Выражаю глубокую благодарность проф. Ю. Л. Климонтовичу за внимание к работе и ценные указания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Раутман С. Г. Труды ФИАН, 43, 1970; Нелинейная оптика. М., 1968.
2. Gyorffy B. L., Bogenstein M., Lamb W. E. Phys. Rev. 169, 340, 1968.
3. Stenholm S. JEEE — Quant. Electronics, 1969.
4. Климонтович Ю. Л., Ланда П. С. ЖЭТФ, 58, 1367, 1970.
5. Климонтович Ю. Л. «Успехи физических наук», 101, № 4, 1970.
6. Климонтович Ю. Л., Ковалев А. С., Ланда П. С. «Успехи физических наук», 106, вып. 2, 1972.

Поступила в редакцию
8.7 1971 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 621.8.0343

В. П. ВОРОНИН, Л. К. ЗАРЕМБО

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ПРИЕМА КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН

В первых экспериментальных работах [1, 2, 3] по исследованию нелинейных и параметрических эффектов в поверхностных волнах использовались контактные электрические приемники, действие которых основано на изменении импеданса тонкой иглы при погружении ее в жидкость. Высокая чувствительность этих приемников (14 в/см [4]) может быть получена только для сред с конечной проводимостью, что исключает возможность проведения измерений на многих чистых жидкостях. Минимальные амплитуды смещений, фиксируемые таким приемником, ограничиваются шумами и составляют $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ см. Использование таких датчиков в области чисто капиллярных волн затрудняется также из-за возмущения поля мениском, размеры которого сравнимы с длиной исследуемой волны.

Оптические методы индикации поля капиллярных волн применялись и ранее [5]. В этой заметке сообщается о чувствительном оптическом методе приема капиллярных волн (метод принципиально пригоден и для работы в области гравитационных волн), позволяющем в отличие от ранее существовавших методов получить форму профиля волны, а также измерить абсолютные величины амплитуд.

Из закона преломления света следует, что для волны $y(x, t)$, распространяющейся по поверхности Π (рис. 1), смещение $x(t)$ луча в плоскости D , отстоящей на d от Π , связано с ее мгновенной крутизной $\partial y/\partial x$ в точке поверхности x_0 линейным соотношением

$$\left. \frac{\partial y}{\partial x} \right|_{x=x_0} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{x(t)}{d} \quad (1)$$