

СДВИГОВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ПРЕДРАЗЯДНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ДЕИОНИЗОВАННОЙ ВОДЕ

И. М. Гаврилов, В. Р. Кухта, В. В. Лопатин, П. Г. Петров

(Томск)

Хотя к настоящему времени проведены обширные исследования предразрядных явлений в воде с применением современных оптических методов, но до сих пор дискуссионна не только роль разнообразных процессов, происходящих в промежутке в сильном электрическом поле, но и их последовательность. Одна из сложных проблем в таких исследованиях — идентификация и получение количественных характеристик гидродинамических течений, ударных волн (УВ), плазмы развивающегося разряда, фазовых переходов, парогазообразования и деструкции воды в сильном поле по регистрируемому оптическим возмущениям.

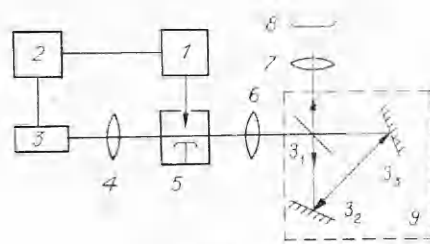
В настоящей работе описаны интерферометрические исследования структуры зон оптических возмущений, возникающих в воде в диапазоне 10^{-6} — 10^{-3} с. Известно, что регистрируемые возмущения изменяют как амплитуду, так и фазу диагностической электромагнитной волны [1]. Для определения характера изменения фазы в резко неоднородном поле использован интерферометр Саньяка с треугольным ходом лучей.

Методика измерений. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1 и состоит из импульсного генератора 1 (формирует на промежутке импульс положительной полярности амплитудой 15—60 кВ с передним фронтом ~ 100 нс и спадом до половины амплитудного значения ~ 1500 мкс), системы синхронизации работы генератора с лазером 2, рубинового лазера с активной синхронизацией мод 3, разрядной камеры 5 с заземленным плоским (диаметром 60 мм) катодом и острым (радиус острия варьировали в пределах 100—250 мкм) анодом, телескопа 4, входного объектива 6, сдвигового интерферометра 9, фотоаппарата 8 и выходного объектива 7. Длительность импульса излучения лазера (экспозиция кадра) ~ 1 нс, точность привязки кадра к импульсу напряжения на промежутке не хуже 10 нс. Разрядная камера заполнялась водой с удельной проводимостью $5 \cdot 10^{-5}$ См·м $^{-1}$.

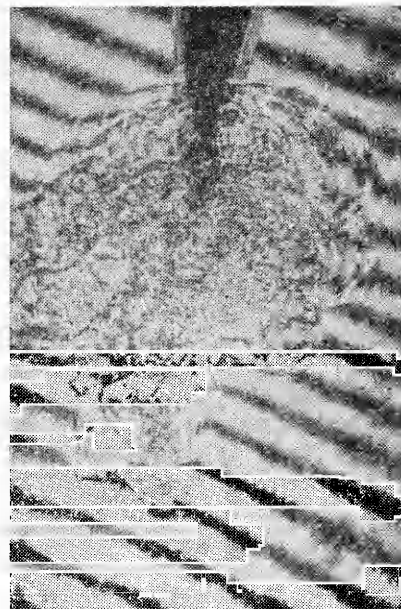
При повороте любого из зеркал (Z_1 , Z_2 или Z_3) на некоторый угол на выходе интерферометра формируются две волны с идентичными волновыми фронтами, но смещенными в плоскости регистрации на некоторое расстояние относительно друг друга. Вариацией этого угла и выбором применяемой входной и выходной оптики можно в очень широких пределах изменять чувствительность интерферометра. Например, ее можно сделать не хуже, чем в интерферометре Маха — Цендера для регистрации «слабых» оптических неоднородностей, или заглубить настолько, что интерферометр будет реагировать только на неоднородности, вызывающие разрыв линий в интерферометре Маха — Цендера, и в таком режиме осуществлять регистрацию «сильных» неоднородностей. Возможность регистрации возмущений показателя преломления n в широком динамическом диапазоне его значений, а также помещение объекта вне интерферометра определяют его преимущества.

Результаты эксперимента. Как установлено в [2], в неполярных жидкостях реализуются два механизма развития дендрита — дозвуковой и сверхзвуковой. Предварительные исследования с помощью сверхскоростной камеры позволили обнаружить оба механизма и в очищенной воде. Развитие оптической неоднородности, появляющейся на острие в диапазоне напряженностей электрического поля 10^7 — 10^8 В/м, характеризуется следующими стадиями: прорастанием дендрита в промежутке со сверхзвуковой скоростью, его остановкой, расширением и развалом. Последние стадии приводят к образованию на его месте микропузырьков. Стадия роста такого дендрита сопровождается генерацией большого количества интенсивных УВ, и получить интерферограммы, позволяющие судить о его структуре, не представилось возможным (рис. 2).

При исследовании предразрядных явлений в воде ($E = 10^7$ — 10^8 В/м) не обнаружено каких-либо возмущений гидродинамического характера,

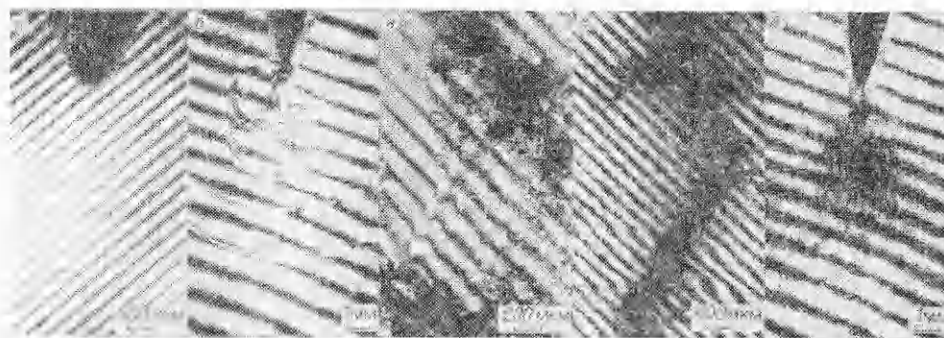
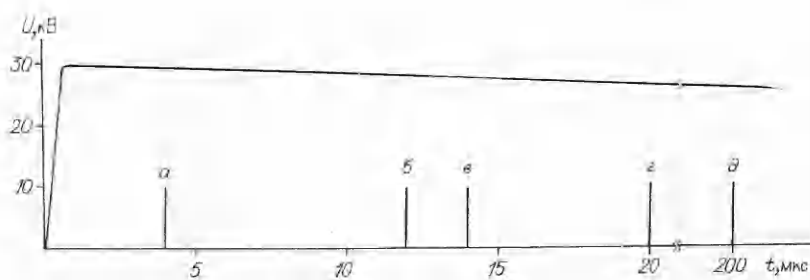


Р и с. 1



Р и с. 2

предшествующих образованию непрозрачных зон и дендритов (рис. 3). В экспериментах не обнаружено существенной разницы между распределением фазы до и после приложения напряжения (рис. 3, а), что свидетельствует об отсутствии мощных течений, порождающих кавитацию. Эти процессы, как предполагалось в [3], ответственны за зарождение разрядного дендрита у электрода. В условиях наших экспериментов размер области, занимаемой течениями, исходя из их предполагаемой в [3] скорости 40—100 м/с должен составлять 100—400 мкм и регистрироваться интерферометром. На стадии зарождения, роста и развала дендрита единственным видом возмущений гидродинамического характера являются УВ (рис. 3, б, в). На стадии полной релаксации дендрита, когда он представляет собой облако микропузырьков, изгиб полос на интерферограммах в зоне облака вызван, возможно, изменением температуры в нем, а также изменением структуры жидкости под действием внедренного положительного заряда. Из рис. 3, в видно, что эта зона имеет радиус примерно 2000 мкм и связана с острием, но максимальные возмущения находятся на расстоянии ~ 1000 мкм от острия. На рис. 3, г представлен дендрит после остановки,



Р и с. 3

когда УВ уже отошли от ствола. После остановки дендрит релаксирует в течение сотен микросекунд, оставляя после себя облако микропузырьков диаметром ~ 10 мкм. На рис. 3, в крупным планом представлен фрагмент дендрита на начальной стадии релаксации. Как видно из приведенных фотографий, дендрит на начальной стадии релаксации представляет собой рыхлую диффузную структуру. С большой долей вероятности его можно считать поликристаллическим образованием на зарядовых центрах [4].

При этом получают свое логическое объяснение как накопление объемного заряда, так и флуктуации температуры в области образования микропузырьков. Флуктуации температуры в рамках предлагаемой модели возникают при переходе воды из одного фазового состояния (поликристаллическое) в другое (жидкость, насыщенная газом). Дать приемлемую трактовку экспериментальным данным в рамках «микропузырьковой» модели дендрита представляется затруднительным в случае структурного и теплового механизмов изменения n в зоне его релаксации.

Интересно, что увеличение напряженности поля, сопровождающееся уменьшением времени разряда от 10^{-3} до 10^{-6} с, т. е. переходом через максвелловское время релаксации проводимости, не меняет общей картины зарождения и развития разрядного дендрита, что свидетельствует о слабом влиянии нагрева жидкости токами проводимости на зарождение и развитие дендрита.

Анализ результатов измерений. Успех применения интерферометра в этих и других аналогичных исследованиях во многом обусловлен возможностью получения количественной информации об изучаемом объекте. Выше показано, что эту задачу, вообще говоря, следует решать с учетом фактора дефокусировки, а также дифракции и рефракции диагностической волны. Подобный анализ сопряжен с известными трудностями и выходит за рамки статьи. В качестве примера возможностей прибора в измерительном плане рассмотрим работу интерферометра в приближении геометрической оптики, когда дефокусировки малы, а характерные размеры неоднородностей, на которых амплитуда и фаза диагностической волны мало меняются, велики по сравнению с длиной волны λ .

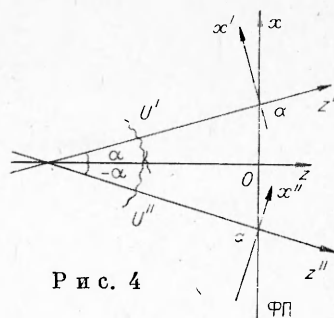
На рис. 4 схематично изображены две волны на выходе интерферометра. Волна U' распространяется вдоль оси z' , волна U'' — вдоль z'' . Запишем поля этих волн в виде $U'(x', z') = A \exp(iS(x', z') + ikz')$, $U''(x'', z'') = A \exp(iS(x'', z'') + ikz'')$. Поскольку $x'' = (x + a) \cos \alpha - z \sin \alpha$, $z'' = (x + a) \sin \alpha + z \cos \alpha$, $x' = (x - a) \cos \alpha + z \sin \alpha$, $z' = -(x - a) \sin \alpha + z \cos \alpha$, то в плоскости $z = 0$, где находится фотопластинка (ФП), будет действовать результирующее поле $U = U' + U'' = A \{ \exp \{ ik[-(x - a) \sin \alpha + z \cos \alpha] + iS_{-a} \} + \exp \{ ik[(x + a) \sin \alpha + z \cos \alpha] + iS_{+a} \} \}$, $S_{-a} = S(x', z')$, $S_{+a} = S(x'', z'')$. Распределение интенсивности в плоскости $z = 0$ $I \sim UU^* = 2A^2 + 2A^2 \times \cos(2kx \sin \alpha + (S_{+a} - S_{-a}))$.

Таким образом, на формирование интерференционной картины воздействует разностная фаза $S_{+a} - S_{-a}$. В первом приближении уравнения

эйконала $S(x', z') = \frac{k}{2} \int_0^{z'} \epsilon(x', z') dz'$. Пусть $\epsilon(x', z') = \widehat{F}[\varphi(x, z)]$, где \widehat{F} —

оператор фурье-преобразования по координате z ; $\varphi(x, z)$ — фурье-образ функции распределения отклонения диэлектрической проницаемости от его среднего значения в объекте. Тогда, пользуясь свойствами фурье-преобразования, можно показать, что

$$(1) \quad \widehat{F}^{-1}[S_{+a} - S_{-a}] = \frac{k \sin \alpha a}{2} \varphi(x, 0).$$



Р и с. 4

При записи (1) предполагается, что $\cos \alpha \neq 1$, так как $\alpha \simeq \lambda/a$ и $0,99 < \cos \alpha < 1$ для расстояния между полосами 10 мкм и $\lambda = 0,69$ мкм (это допущение сделано для упрощения записи последующих выражений и не является обязательным). Формула (1) позволяет находить распределение ε в объекте по распределению разностной фазы $S_{+a} - S_{-a}$. Если мы имеем дело с симметричным фазовым объектом радиуса R , так что $\varepsilon(x, z) = \varepsilon(\sqrt{x^2 + z^2}) = \varepsilon(r)$, то из (1) непосредственно вытекает

$$(2) \quad \varepsilon\left(\frac{r}{R}\right) = \frac{1}{\pi k R} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sin \Omega d} \Phi(\Omega) J_0\left(\Omega \frac{r}{R}\right) \Omega d\Omega;$$

$$(3) \quad \Phi(\Omega) = \frac{2}{R} \int_0^1 \left(S_{+a}\left(\frac{x+a}{R}\right) - S_{-a}\left(\frac{z-a}{R}\right) \right) \sin \Omega \frac{x}{R} dx.$$

Интересная особенность интерферометра — полная компенсация нулевой гармоники разностной фазы, т. е. среднее значение фазы по объекту равно нулю. Это позволяет более тщательно визуализировать мелкие детали объекта. Выражения (1)–(3) легко преобразуются для трехмерных объектов вида $\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2})$, только в данном случае для отыскания спектра фазы следует пользоваться двумерным фурье-преобразованием по координатам (применять соответствующие выражения из [5] нельзя, так как распределение разностной фазы уже не будет обладать радиальной симметрией). Пользуясь вышеизложенными результатами, можно оценить давление на фронте УВ. Эксперименты показали, что максимальный набег разностной фазы для участков интерферограмм, соответствующих фронту УВ, варьируется в пределах $\pi/3 \div \pi$ для волн радиусом $R = 1000-3000$ мкм. Измерение фазы проводилось на участках интерферограмм, соответствующих возмущенным участкам волны U' и невозмущенным U'' . В приближении геометрической оптики такие участки будут находиться на краях объекта, направления нормали к которым совпадают с направлением нормали к полосам интерферограммы. Значение ε на фронте УВ будем считать постоянным и равным ε_0 , вне фронта $\tilde{\varepsilon} = 0$. Нетрудно показать, что максимальный набег фазы $S_{\max} = k\varepsilon_0 \sqrt{2R\delta}$ (δ — ширина фронта УВ). Для УВ (рис. 3, в) с $R \simeq 2500$ мкм, $\delta \simeq 10$ мкм (измерялась теневым методом) $S_{\max} \simeq \pi/3$, $\varepsilon_0 \simeq 5 \cdot 10^{-4}$. Известно, что давление p связано с изменением показателя преломления соотношением [6] $p = (\Delta n/1,48) \cdot 10^{10}$ Н/м². В принятых обозначениях $\Delta n = \bar{n}\varepsilon_0/2$ ($\bar{n} = 1,33$ — среднее значение показателя преломления в воде). Тогда $p = 2,2 \cdot 10^6$ Н/м².

Отметим, что полученный результат является оценкой снизу давления на фронте волны, ибо распределение ε в районе фронта должно иметь более или менее выраженный максимум. Тем не менее она попадает в диапазон давлений, вычисленных из скорости распространения УВ (измерения проводились сверхскоростной камерой). Ввиду обсужденной выше зависимости распределения фазы от z уточненные оценки распределения ε для протяженных по z объектов могут быть найдены только при использовании приближений, учитывающих дефокусировку изображающей системы.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о перспективности применения сдвиговой интерферометрии в исследовании предразрядных явлений, связанных с изменением плотности и фазового состава изучаемой среды. Интерферометрические измерения показали, что в полях 10^7-10^8 В/м в деионизованной воде зарождению разрядного дендрита не предшествуют сильные гидродинамические возмущения: кавитация, ЭГД-течения, электрострикционные волны и УВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колин С. И., Кучинский Г. С., Морозов Е. А. Исследование физических явлений в воде в предразрядных электрических полях // ЖТФ.— 1984.— Т. 56, вып. 2.
2. McKenny P. J., McGrath P. B. Anomalous positive point prebreakdown dielectric liquids // IEEE Trans. on Electr. Insul.— 1984.— V. EI—19, N 2.
3. Коробейников С. М., Яншин К. В., Яншин Э. В. Предпробойные процессы в жидкой изоляции при импульсном напряжении // Импульсный разряд в диэлектриках.— Новосибирск: Наука, 1985.
4. Фортов В. Е., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы.— Черногловка, 1984.
5. Кухта В. Р., Лопатин В. В., Петров П. Г. Восстановление профиля диэлектрической проницаемости симметричных микрообъектов по интерферометрическим данным // Оптика и спектроскопия.— 1985.— Т. 56, вып. 1.
6. Jadov H. S., Murty D. S. et al. Measurement of refractive index of water under high dynamic pressures // J. Appl. Phys.— 1973.— V. 44, N 5.

Поступила 5/1 1987 г.

УДК 537.528

О КАВИТАЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ПРОБОЯ В ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

В. А. Саранин

(Глазов)

В современной разрядно-импульсной технологии обработки материалов электрический разряд в жидкости часто играет основную роль и требует всестороннего изучения. При этом вопрос об образовании и эволюции газовых полостей и их роли в иницировании и развитии разряда является одним из принципиальных в физике высоковольтного разряда в жидкости [1, 2].

В настоящей работе анализируется кавитационный механизм образования и эволюции газовой полости в системе электродов острие — плоскость на предпробойной стадии разряда. Проводится сравнение с результатами экспериментов других авторов [3].

Рассмотрим рост кавитационного пузырька, зарождающегося вблизи электрода-острия. Будем считать, что пузырек растет за счет электростатических сил, давление в жидкости p_0 , внутри пузырька давление ионизированных паров мало по сравнению с p_0 . Кроме того, пренебрежем влиянием электродов на динамику роста, т. е. считаем, что пузырек растет в безграничной идеальной несжимаемой жидкости. Используя данные опытов [3], предположим, что поверхность пузырька все время остается эквипотенциальной с потенциалом, равным потенциалу электрода Φ_0 . Ниже показано, что можно пренебречь также лапласовским давлением. В принятых предположениях запишем уравнение для радиуса пузырька в виде [4]

$$R\ddot{R} + (3/2)\dot{R}^2 = (p_e - p_0)/\rho, \quad p_e = \Phi_0^2/(8\pi k R^2), \quad k = 1/4\pi\epsilon_0$$

(p_e — электростатическое давление на поверхности). С помощью простых преобразований нетрудно получить первый интеграл уравнения

$$\frac{1}{2} R^3 \dot{R}^2 + \frac{1}{3} \frac{p_0 R^3}{\rho} - \frac{\Phi_0^2 R}{8\pi k \rho} = \text{const.}$$

Выбрав в качестве начальных условий $\dot{R} = u(t=0) = 0$, $R(t=0) = R_{00}$ (R_{00} — радиус закругления электрода), получим для скорости роста пузырька выражение, записанное в безразмерной форме:

$$(1) \quad u(R)/u_0 = \left[\frac{1}{R^3} \left(\Phi_0^2 (R - 1) - \frac{1}{3} (R^3 - 1) \right) \right]^{1/2},$$

$$u_0 = \sqrt{\frac{2p_0}{\rho}}, \quad \Phi_0^2 = \frac{\Phi_0^2}{8\pi k p_0 R_{00}^2}$$