

Выражение (4) можно считать интегральным преобразованием с ядром $S(a, \mu)$ распределения $p(a)$. Обратное преобразование экспериментально измеренной функции $\langle S(\mu) \rangle$ в принципе определит искомое распределение $p(a)$. На практике можно, задаваясь некоторыми априорными распределениями $p(a)$ с неизвестными параметрами, по измерениям при нескольких значениях μ определять одновременно концентрацию и искомые параметры распределения частиц по размерам. Очевидно, что для неоднородных частиц или частиц неправильной формы изменяется только вид ядра $S(a, \mu)$.

В заключение отметим, что большой диапазон изменений коэффициентов линейного ослабления в веществе для рентгеновских, γ -лучей, электронных и нейтронных пучков открывает достаточные возможности для практической реализации этого метода.

Поступила 9 I 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Коузов П. А. Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов. Л., «Химия», 1974.
2. Шифрин К. С. Изучение свойств вещества по однократному рассеянию. — В кн.: Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света. Минск, «Наука и техника», 1971.
3. Байвель Л. П., Лагунов А. С. Измерение и контроль дисперсности частиц методом светорассеяния под малыми углами. М., «Энергия», 1977.
4. Румянцев С. В. Радиационная дефектоскопия. М., Атомиздат, 1974.
5. Шумиловский Н. Н., Бетин Ю. П., Верховский Б. П., Калмаков А. А., Мельтцер Л. В., Овчаренко Е. Я. Радиоизотопные и рентгеноспектральные методы. М.—Л., «Энергия», 1965.
6. Золотухин В. Г., Климанов В. А., Лейпунский О. П., Машкович В. П., Сахаров В. К., Сеницын Б. И., Цыпин С. Г. Прохождение излучений через неоднородности в защите. М., Атомиздат, 1968.
7. Боровой А. Г., Крутиков В. А. О статистике волнового поля при распространении в системе «больших оптически мягких» рассеивателей. — «Оптика и спектроскопия», 1976, т. 40, вып. 4, с. 728—734.

УДК 541.126

О ВОЗМОЖНОСТЯХ МИКРОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ

В. Ф. Климкин, В. В. Пикалов

(Новосибирск)

1. Введение. Решение ряда физических задач, связанных с изучением взаимодействия мощного потока лазерного излучения с веществом (формирование лазерной искры [1], нагрев плазмы, получаемой при облучении твердых мишеней и отдельных частичек [2, 3]), а также формирование электрического разряда в газообразных и конденсированных средах [4, 5], требует развития сверхбыстрых методов оптической регистрации применительно к исследованию микрообъектов с характерным размером $\leq 10^{-3}$ — 10^{-2} см.

Применение методов оптической регистрации с высоким временным и пространственным разрешением [6] позволило обнаружить детали начальной стадии развития электрического разряда в жидких диэлектриках при напряжен-

ностях однородного электрического поля $\sim (0,3-1) 10^6$ В/см. Было установлено, что в однородном электрическом поле развитие разряда в жидком диэлектрике имеет две стадии. Исследования с помощью трехкадровой шпирен-регистрации динамики разряда [7] показали, что первая («гидродинамическая») стадия связана с процессами, приводящими к локальному выделению энергии вблизи поверхности электродов. В результате возникают интенсивные ударные волны и развиваются многочисленные начальные стримеры. Завершается эта стадия формированием первичного канала ионизации с характерным размером $\leq 10^{-2}$ см, зависящего от величины приложенного электрического поля и вида диэлектрика. Вторая стадия начинается с продвижения первичного канала ионизации в форме быстро развивающегося кистевого разряда в глубь промежутка, и после касания одной из растущих ветвей противоположного электрода возникает мощная волна ионизации, завершающая начальную стадию развития электрического разряда в жидких диэлектриках.

Более четко зарегистрировать расходящиеся ударные волны, а также микроструктуру сильных гидродинамических возмущений за их фронтом на начальной стадии развития электрического разряда в жидких диэлектриках позволили методы сверхскоростной интерферометрии [8].

Распространение интенсивных ударных волн в жидкостях вызывает резкие и значительные изменения показателя преломления на границе объекта, что может не позволить проследить за ходом интерференционной полосы при переходе через границу возмущения. Поэтому в [9] для оценки нижней границы величины давления и некоторых других параметров в области выделения энергии на поверхности электродов исследовались ударные волны от возмущений, которые не приводили к пробое, на достаточно большом удалении от места выделения энергии. Значительный интерес представляет также восстановление профиля давлений за фронтом распространяющихся ударных волн, поскольку позволяет независимо оценить размер области выделения энергии и давление на границе канала.

Ввиду важности этих результатов несомненно требуется дополнительное их обоснование, особенно в методическом плане.

Данная работа посвящена дальнейшему развитию нового методического подхода к исследованию начальной стадии формирования электрического разряда в жидких диэлектриках, предложенного в [6-9], и ставит своей задачей выяснение возможностей интерферометрии применительно к нестационарным микровозмущениям с размером $\leq 10^{-2}$ см, для которых характерно присутствие скачков уплотнения.

2. Экспериментальная установка. Схема установки для исследования электрического разряда в жидких диэлектриках с помощью интерферометра Маха — Цендера представлена в [8].

Поскольку пространственное разрешение интерферометра определяется расстоянием между полосами, необходимо, чтобы несколько интерференционных полос находилось в пределах изучаемого объекта. В наших условиях, когда характерный размер исследуемых ударных волн $(1-2) 10^{-2}$ см, расстояние между интерференционными полосами в плоскости объекта составляло около $3 \cdot 10^{-3}$ см. В качестве источника подсветки использовался импульсный рубиновый лазер. Длительность экспозиции кадра $\sim (5-7) 10^{-9}$ с, а временное разрешение $\leq 5 \cdot 10^{-9}$ с.

Импульс напряжения с амплитудным значением $(1-2) 10^5$ В подавался на электроды разрядной камеры (диаметр электродов 1 см; расстояние между ними 0,1—0,2 см), которая заполнялась различными жидкостями.

Используемая в опытах оптическая схема позволяла получать интерферограммы разрядного промежутка, совмещенные с его сфокусированным теневым изображением. При углах отклонения $\geq 6 \cdot 10^{-2}$ рад лучи выходили за пределы апертуры оптической системы и получалось сфокусированное теневое изображение сильных оптических возмущений. Оценка дифракционного предела разрешения оптической системы $\sim (1/6)\sqrt{\lambda L}$ [10] дает величину $\sim 10^{-4}$ см при длине пути луча в исследуемой неоднородности $L \sim 10^{-2}$ см и $\lambda = 0,7 \cdot 10^{-4}$ см. Специальная калибровка по-

зволила установить, что предельное (статическое) разрешение системы регистрации (с учетом фотоматериала) составляло $\leq 5 \cdot 10^{-4}$ см. На пленке регистрировались отдельные объекты и с меньшими размерами $\sim 10^{-4}$ см, но погрешность измерения для них составляла $\sim 70\%$. При изучении динамики сравнительно слабых ударных волн, распространяющихся со скоростью $V \sim 1,5 \cdot 10^5$ см/с, близкой к скорости звука, и времени экспозиции кадра $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ с динамическое разрешение $\sim Vt_0$ близко к предельному разрешению оптической системы. Следует особо отметить, что высокое пространственное разрешение системы регистрации как раз и позволило выявить сложную микроструктуру сильных гидродинамических возмущений за фронтом распространяющихся ударных волн, где скорости развития процесса несколько меньше.

3. Методика измерений. При интерферометрическом изучении осесимметричных неоднородностей изменение показателя преломления $\Delta n(r)$ находится по измеренному смещению интерференционных полос $k(x)$ путем решения интегрального уравнения Абеля (если применима геометрическая оптика и рефракция луча мала)

$$(3.1) \quad k(x) = \frac{2}{\lambda} \int_x^R \frac{\Delta n(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}},$$

где x — расстояние от хорды до оси симметрии; R — радиус оптической неоднородности в исследуемом сечении.

Это уравнение решается обычно приближенными методами, основанными на разбиении поперечного сечения исследуемой неоднородности на ряд кольцевых зон, задании поведения определяемой функции $\Delta n(r)$ в каждой зоне и последующем решении полученной системы алгебраических уравнений [11].

Следует отметить, что процедура решения интегрального уравнения Абеля (3.1) относится к числу некорректных задач математической физики [12]. Это означает большое влияние случайной ошибки экспериментального измерения $k(x)$ на ошибку вычисления $\Delta n(r)$. Поэтому обычно проводится сглаживание экспериментальных кривых методом наименьших квадратов [13, 14] или представлением экспериментальной функции отрезком ряда Фурье [15]. В последние годы развиваются современные математические методы (методы регуляризации) [12, 16] решения некорректно поставленных задач, позволяющие внесением априорных ограничений на ожидаемые решения существенно уменьшить влияние погрешности экспериментальных данных на точность определения радиального распределения. В [17] на ряде модельных функций проведено сравнение метода статистической регуляризации, когда осуществляется вероятностный способ задания априорной информации [16], с рядом других методов решения уравнения (3.1). Показано, что обращение уравнения Абеля методом статистической регуляризации пригодно для восстановления достаточно сложных распределений и обеспечивает наименьший коэффициент усиления экспериментальной ошибки измерения. Анализ опыта использования различных методов для абелевского преобразования показывает [18], что выбор того или иного метода для решения конкретных задач требует специальных исследований на моделях.

При интерферометрии плазменных объектов обычно приходится восстанавливать радиальное распределение показателя преломления, плавно спадающее к 0 при $r = R$ [19]. В литературе сравнительно мало данных, касающихся анализа применимости известных методов решения уравнения Абеля к скачкообразным функциям, хотя еще в работе [20]

отмечалась возможная значительная ошибка восстановления вблизи скачка. Поэтому с целью проверки возможности получения надежных результатов при обработке интерферограмм ударных волн проверялась надежность отдельных этапов приближенного решения уравнения Абеля на ряде модельных функций, а также было проведено экспериментальное моделирование методики на микрообъектах.

Ударную волну в жидкости, возникающую при локальном выделении энергии, можно представить в первом приближении в виде разрывного скачка давления, за которым следует экспоненциальное затухание [21],

$$p(r) \simeq p(R_\Phi) \exp\left(-\frac{r-R_\Phi}{r}\right),$$

где R_Φ — радиус фронта ударной волны. Для слабых ударных волн, когда можно пренебречь изменением температуры в среде, изменение показателя преломления для рассматриваемого профиля давлений имеет вид

$$\Delta n(r) \simeq A \Delta n(R_\Phi) \exp\left(-\frac{r-R_\Phi}{r}\right),$$

где A — некоторая константа. На основе этого была выбрана модельная функция со скачком на границе ($r = R$)

$$(3.2) \quad \Delta n(r) = \begin{cases} \exp\left(1 - \frac{R}{r}\right), & 0 \leq r \leq R, \\ 0, & r > R. \end{cases}$$

Для восстановления этой функции применялся метод статистической регуляризации, хорошо зарекомендовавший себя ранее при восстановлении широкого, но отличного от (3.2) класса функций [17]. При этом уравнение Абеля (3.1) записывалось в матричном виде

$$(3.3) \quad K\varphi = f, \text{ где } \varphi = n(r) - n_0 = \Delta n(r); f = k(x).$$

Матрица K получалась путем параболической аппроксимации [19] функции $\Delta n(r)$ на зонах разбиения $[r_j, r_{j+1}]$, где $j = 1, \dots, N$. Алгоритм строился для произвольной неравномерной сетки $\{r_j\}$, причем $r_1 = R_1$ ($0 \leq R_1 < R$), $r_{N+1} = R$, что позволяло при необходимости восстанавливать распределение показателя преломления лишь во внешних зонах неоднородности.

Решение (3.3) методом статистической регуляризации выражается в виде [18]

$$\varphi_\alpha = (K^+WK + \alpha\Omega)^{-1}K^+Wf,$$

где α находится из нелинейного уравнения

$$\alpha = N / [\text{Sp} \{ \Omega (K^+WK + \alpha\Omega)^{-1} \} + \langle \varphi_\alpha, \Omega \varphi_\alpha \rangle]; \quad W_{ij} = S_i^{-2} \delta_{ij}.$$

Здесь K^+ — транспонированная матрица; W_{ij} — матрица ошибок; α — параметр регуляризации; Ω — регуляризатор Тихонова 2-го порядка [12]; N — размерность вектора φ ; S_i^2 — дисперсия случайного нормального вектора f ; δ_{ij} — символ Кронекера. Дисперсия восстановленного вектора φ определяется соотношением

$$\sigma_i^2 = (K^+WK + \alpha\Omega)_{ii}^{-1}.$$

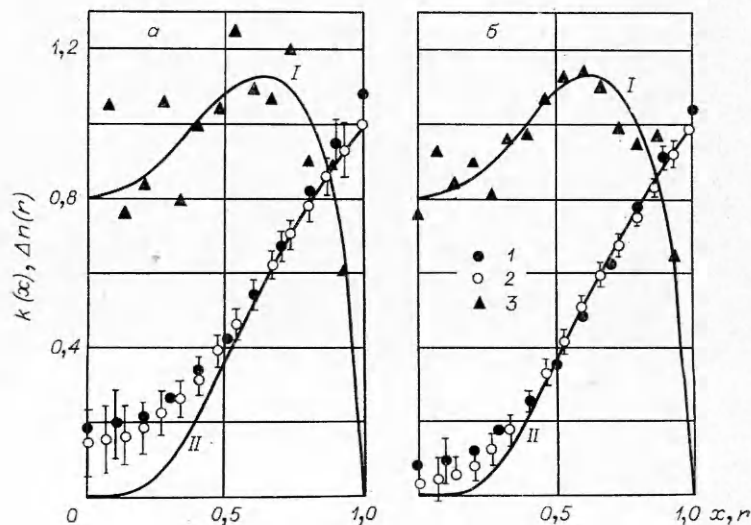
Решение (3.3) искалось в классе гладких функций с ограниченной 2-й производной. Основным допущением о поведении функции на границе ($r = R$) являлось предположение о параболическом продолжении функции $\Delta n(r)$ из предпоследней зоны в последнюю. Реальный эксперимент моделировался введением в соответствующее $k(x)$ случайной нормальной ошибки в 3—10%.

На фиг. 1 ($I - k(x)$, $II - \Delta n(r)$) приведены результаты восстановления функции (3.2) методом статистической регуляризации ($R = 1$). Видно, что введение случайной ошибки в 10% (фиг. 1, а, точки 3) от максимального значения k приводит к значительному заглаживанию функции в области $r \sim 0$. При восстановлении скачка ошибка составляет $\sim 8\%$ в случае разбиения на 10 зон (точки 1) и менее 1% при разбиении на 15 зон (точки 2).

Уменьшение случайной ошибки измерения смещения интерференционных полос до 5% (фиг. 1, б, точки 3) приводит к уменьшению заглаживания в центральных областях. При этом ошибка восстановления скачка составляет также не более 1% при разбиении на 15 зон, т. е. в 5 раз меньше исходной случайной ошибки в $k(x)$.

Поскольку ошибка аппроксимации при малом числе зон велика, особенно в области, где возможны резкие изменения восстанавливаемой функции, а с увеличением числа зон растет ошибка, обусловленная неточным измерением смещения интерференционных полос, удобнее вводить разбиение на зоны с переменным шагом. Для использования таких неравноотстоящих данных была разработана специальная программа. Результаты ее проверки на модельной функции (3.2), когда ширина зоны уменьшалась с увеличением параметра x по параболическому закону, показали, что восстановление скачка сохраняется хорошим, а заглаживание в области $r \sim 0$ несколько уменьшилось [22]. Заглаживание в центральных зонах определяется тем, что в алгоритм вводилось обязательное для уравнения Абеля (3.1) условие

$$d\varphi/dr|_{r=0} = 0.$$



Ф и г. 1

При переходе ударной волны в звуковую амплитуда волны падает, а ширина фронта увеличивается. Поэтому для сравнения результатов восстановления была выбрана еще одна модельная функция, спадающая к нулю при $r \rightarrow R$:

$$\Delta n(r) = \begin{cases} 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2, & 0 \leq r \leq R, \\ 0, & r > R, \end{cases}$$

$$k(x) = \frac{4}{3\lambda R} \left(1 - \frac{x^2}{R^2}\right)^{3/2}.$$

Результаты восстановления этой функции методом статистической регуляризации представлены на фиг. 2 (I — $k(x)$, II — $\Delta n(r)$). Видно, что при точности измерения смещения интерференционных полос в 10% от значения $k(x)$ на оси (точки 1) максимальная ошибка восстановления составляет около 7% (точки 2, 3 соответствуют разбиению на 10 и 15 зон). При разбиении на 20 зон она уменьшается до 3–4%.

В целом из приведенных результатов следует достаточная надежность метода статистической регуляризации, за исключением восстановления центральных зон распределения (3.2), где $\Delta n(r)$ стремится к нулю.

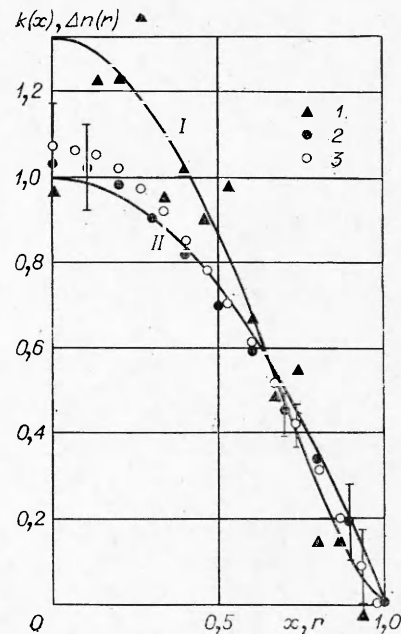
Рассмотрим возможные погрешности из-за явления рефракции. При прохождении через сферическую ударную волну отклонение луча света определяется соотношением

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_1(x) + \varepsilon_2(x) \simeq \frac{2\Delta n}{n_0} \frac{x/R}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2}} + \frac{2}{n_0} \int_x^R \frac{\partial n}{\partial r} \frac{x dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}.$$

Первое слагаемое обусловлено преломлением на поверхности ударной волны, а второе — отклонением за фронтом ударной волны за счет градиента показателя преломления. Если выбрать $x = 0,9R$, $R \sim 10^{-2}$ см, $n_0 = 1,333$, $\Delta n(R) \sim 10^{-3}$, то из оценок следует, что ε_1 составляет примерно $3 \cdot 10^{-3}$ рад, а $\varepsilon_2 \simeq 6 \cdot 10^{-4}$ рад для рассматриваемого радиального распределения показателя преломления (3.2). Видно, что для достаточно больших значений x даже при резких градиентах показателя преломления отклонение световых лучей определяется в основном преломлением на поверхности ударной волны. Можно показать с помощью соотношения [23]

$$\Delta k \simeq \varepsilon^2 L / 12\lambda,$$

где L — характерный размер объекта, что при углах отклонения света $\varepsilon \sim 10^{-3}$ рад и $L \sim 10^{-2}$ см рефракционная ошибка незначительна даже при точности измерения смещения интерференционных полос $\Delta k \sim 10^{-2}$. Например, если $L \sim 10^{-2}$ см, то углы отклонения, начиная с которых



Фиг. 2

необходимо учитывать рефракционную ошибку при точности измерения смещения полос $\Delta k \sim 10^{-2}$, будут составлять примерно 2° , а при $\Delta k \sim 0,1$ $\varepsilon \approx 6^\circ$. При $\varepsilon \sim 6 \cdot 10^{-2}$ рад (полуапертурный угол оптической системы) рефракцию света необходимо учитывать при измерениях смещения полос с точностью $\leq 4 \cdot 10^{-2}$.

Следует отметить, что при обработке интерферограмм слабых ударных волн с размером $\sim 10^{-2}$ см максимальные смещения интерференционных полос составляли, как правило, менее одной полосы, что потребовало дополнительного анализа точности измерения смещения полос в этих условиях. Отработка на модельной установке методики измерения малых смещений интерференционных полос применительно к микрообъектам показала, что при использовании фотометрической методики ошибка измерения смещения составляет $\sim 0,01 - 0,02$ полосы.

Однако при изучении динамических объектов могут появляться дополнительные погрешности измерения смещения полос, обусловленные размытием интерференционной полосы за время экспозиции кадра. Рассмотрим влияние конечного времени экспозиции кадра на точность интерференционных измерений при исследовании нестационарных процессов.

Распределение интенсивности в результате сложения двух волн при получении интерференционной картины имеет вид [24]

$$(3.4) \quad I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta,$$

где I_1, I_2 — интенсивности интерферирующих волн; δ — разность фаз. Контраст интерференционных полос k_n определяется соотношением

$$(3.5) \quad k_n = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) = 2\sqrt{p} / (p + 1),$$

где $p = I_1 / I_2$. С учетом (3.5) выражение для распределения интенсивности (3.4) запишется в виде

$$(3.6) \quad I = I_0(1 + k_n \cos \delta),$$

где $I_0 = I_1 + I_2$. Если ввести в плоскости экрана систему координат (x, y) , то для распределения интенсивности в случае нестационарных объектов выражение (3.6) можно записать в виде

$$(3.7) \quad I(x, y, t) = I_0 \left[1 + k_n \cos \frac{2\pi}{\lambda} (y\varphi + \mu(x, t)) \right],$$

где φ — угол между интерферирующими лучами; $\mu(x, t)$ — оптическая разность хода, которая для осесимметричных объектов определяется соотношением

$$\mu(x, t) = 2 \int_x^R \frac{n(r, t) - n_0}{\sqrt{r^2 - x^2}} r dr.$$

Поскольку пространственный период полос в интерференционной картине определяется углом φ , т. е. $d \simeq \lambda / \varphi$, то с учетом этого (3.7) запишется следующим образом:

$$I(x, y, t) = I_0 [1 + k_n \cos 2\pi(y/d + \mu(x, t)/\lambda)].$$

При использовании в качестве источника света импульсного лазера с длительностью импульса τ на фотоматериале будет зафиксировано распределение интенсивности

$$I_{\tau}(x, y, t_0) = \int_{t_0}^{t_0+\tau} S(t) \left[1 + k_n \cos 2\pi \left(\frac{y}{d} + \frac{\mu(x, t)}{\lambda} \right) \right] dt,$$

где $S(t)$ — распределение интенсивности лазерного импульса, удовлетворяющее условию нормировки

$$\int_{t_0}^{t_0+\tau} S(t) dt = I_0.$$

В случае прямоугольной формы импульса получаем

$$I_{\tau}(x, y, t_0) = \frac{I_0}{\tau} \int_{t_0}^{t_0+\tau} \left[1 + k_n \cos 2\pi \left(\frac{y}{d} + \frac{\mu(x, t)}{\lambda} \right) \right] dt.$$

При $\tau \ll t_0$, используя правило трапеций, находим

$$I_{\tau}(x, y, t_0) \simeq I_0 \left[1 + k_n \cos 2\pi \left(\frac{y}{d} + \frac{\mu(x, t_0)}{\lambda} + \frac{\Delta\mu(x, t_0)}{2\lambda} \right) \cos 2\pi \frac{\Delta\mu(x, t_0)}{2\lambda} \right].$$

Отсюда следует, что изменение за время экспозиции оптической разности хода $\Delta\mu$ приводит к появлению дополнительного относительного смещения интерференционной полосы на величину $\Delta\mu(x, t_0)/2\lambda$ и к уменьшению контраста до величины $p' = p \cos(\pi \Delta\mu(x, t_0)/\lambda)$. Разлагая функцию $\mu(x, t_0 + \tau)$ в ряд Тейлора, получаем следующие выражения для изменения интенсивности, контраста и сдвига фаз:

$$\Delta I_{\tau} = I_{\tau}(x, y, t_0) - I(x, y, t_0) = \beta \tau I_0 k_n \sin 2\pi \left(\frac{y}{d} + \frac{\mu(x, t_0)}{\lambda} \right),$$

$$p' = p \cos \tau \beta, \quad \Delta \varphi = \tau \beta,$$

где $\beta = \pi \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mu(x, t)}{\lambda} \right) \Big|_{t=t_0}$, для относительного смещения интерференционной полосы имеем

$$(3.8) \quad \frac{\Delta\mu(x, t_0)}{\lambda} = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{\tau}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mu(x, t)}{\lambda} \right) \Big|_{t=t_0}.$$

Для проведения оценок по (3.8) введем две модели оптических неоднородностей, соответствующие двум различным классам физических задач. Одна из них характерна для плазменных объектов

$$(3.9) \quad \Delta n(r) = \frac{1}{R^2} (\bar{R}^2 - r^2), \quad \mu(x) = \frac{4}{3R^4} (R^2 - x^2)^{3/2},$$

а вторая — для ударных волн

$$(3.10) \quad \Delta n(r) = \frac{C}{R} e^{1-\frac{R}{r}}, \quad \mu(x) = 2 \int_x^R \frac{\Delta n(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}.$$

Предположим, что существует линейная зависимость перемещения границы неоднородности от времени, т. е. $R = vt$, где v — скорость расширения границы. Тогда для (3.9) получим

$$(3.11) \quad \frac{\Delta\mu(x, t_0)}{\lambda} \simeq -\frac{2}{3} \frac{\tau}{t_0} (\lambda R)^{-1} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2} \left(1 - \frac{x^2}{R^2}\right) = -\frac{\tau}{t_0} g_1(x),$$

а для (3.10)

$$(3.12) \quad \frac{\Delta\mu(x, t_0)}{\lambda} \simeq -\frac{\tau}{t_0} \frac{x^2}{\lambda R^3} \int_x^R \frac{C e^{\frac{1-R}{r}}}{R \sqrt{r^2 - x^2}} r^2 dr.$$

Выражение (3.11) получено для области $x \ll R$. Для модели (3.10) также можно получить приближенную верхнюю оценку, если $\Delta n(r)R \leq C$. Тогда

$$\frac{\Delta\mu(x, t_0)}{\lambda} \leq -C \frac{\tau}{t_0} g_2(x),$$

где

$$g_2(x) = \frac{x^2}{2\lambda R^2} \left[\sqrt{1 - (x/R)^2} + \left(\frac{x}{R}\right)^2 \ln \frac{R + \sqrt{R^2 - x^2}}{x} \right].$$

Учет реального профиля $S(t)$, более близкого к гауссовскому, позволяет снизить значения поправок (3.11), (3.12) примерно в 2 раза.

Оценки дополнительных смещений интерференционных полос в условиях наших экспериментов ($v \leq 2 \cdot 10^5$ см/с, $t_0 \simeq 5 \cdot 10^{-8}$ с, $R \sim 10^{-2}$ см, $\tau \simeq 5 \cdot 10^{-9}$ с) показали, что они составляют не более $\sim 10^{-3}$ полосы для плазменной модели. Для модели ударной волны дополнительные смещения максимальны вблизи границы и составляют $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ полосы.

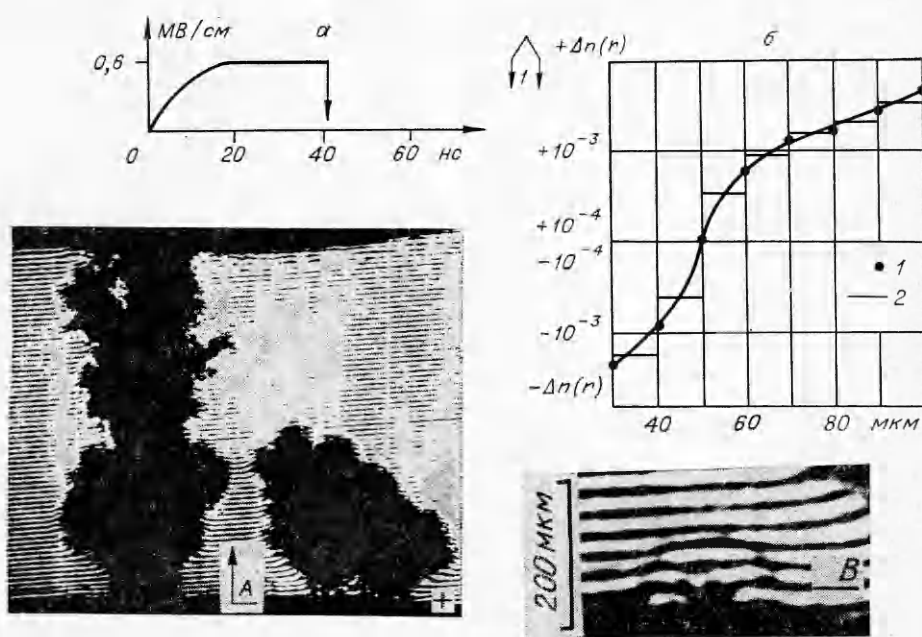
Таким образом, проведенный анализ влияния различных факторов на точность интерференционных измерений показывает, что основная погрешность измерений будет определяться неточностью измерения смещения интерференционных полос, которая составляет $\sim 0,01-0,02$ полосы.

Возможный для измерения интервал значений величины изменения показателя преломления Δn оценивался с помощью соотношения

$$\Delta n \simeq k\lambda/L.$$

В области малых изменений показателя преломления величина $k \sim 0,01$ полосы определялась точностью измерения смещения полос, а максимальное значение $k \sim 1$ было ограничено разрывом интерференционной полосы вблизи границы объекта. Так, например, для характерных возмущений с размером $L \sim 10^{-2}$ см диапазон измеряемых Δn составлял примерно $7 \cdot 10^{-5} - 7 \cdot 10^{-3}$.

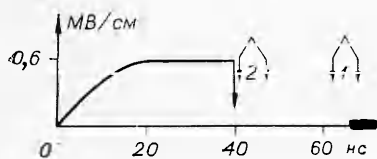
4. Экспериментальные результаты. На фиг. 3, 4 представлены типичные сверхскоростные кадровые интерферограммы, полученные в различных жидкостях. Расстояние между электродами 0,2 см, время экспозиции кадра $\sim 6 \cdot 10^{-9}$ с. На фиг. 3, а видны сферические ударные волны с радиусом $\sim 10^{-2}$ см, распространявшиеся в дистиллированной воде ($\rho \sim 10^5$ Ом·см) от места локального выделения энергии вблизи поверхности положительного электрода. На фронте ударной волны происходит смещение интерференционных полос в сторону катода, что соответствует увеличению значения показателя преломления по сравнению с его вели-



Ф и г. 3

чиной в окружающей среде, т. е. $\Delta n > 0$. За фронтом ударной волны интерференционные полосы возвращаются примерно на прежний уровень, либо смещаются в сторону анода (т. е. $\Delta n < 0$) вблизи области локального выделения энергии.

На фиг. 3, б (точки 1) представлены результаты расчета методом статистической регуляризации радиального распределения показателя преломления за фронтом ударной волны А для сечения В. Здесь же для сравнения приводятся результаты, полученные методом ступенчатой аппроксимации [25] без применения какой-либо процедуры сглаживания (2).



Ф и г. 4

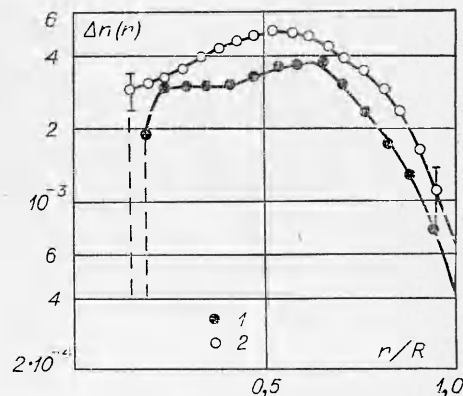
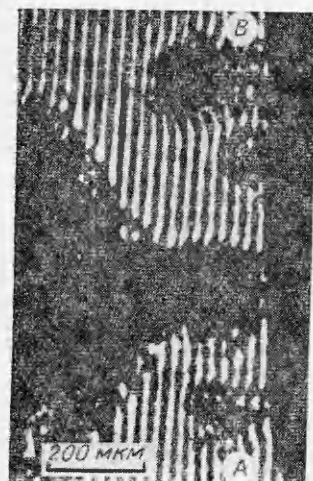
Следует отметить хорошее совпадение результатов, полученных различными методами, что подтверждает высокую точность измерения смещения интерференционных полос и говорит о неплохих возможностях метода ступенчатой аппроксимации в этих условиях при восстановлении скачкообразных функций типа (3.2).

На фиг. 4 приведены интерферограммы, показывающие последовательность развития процессов при формировании электрического разряда в эфире ($\rho \sim 10^{10}$ Ом·см). От места локального выделения энергии распространяется ударная волна, за фронтом которой видна «цепочка» микропузырьков с характерным размером $\sim 10^{-2}$ см (а, б). Ионизационные процессы, возникающие за фронтом ударной волны, приводят к формированию основания плазменного канала (б, в), имеющего сложную структуру, и последующему пробою промежутка (з). В данном случае видна цилиндрическая ударная волна, а структура всего образования является характерной для жидких диэлектриков с малым значением диэлектрической постоянной. Общим для них является первичное образование локального возмущения цилиндрической формы, из которого последовательно формируется, как правило, единственный канал, искажающий электрическое поле на поверхности анода. Область усиленного поля приобретает размеры $\sim 10^{-2}$ см, и создаются условия для перехода «гидродинамической» стадии в быстро развивающийся кистевой разряд (з). Результаты расчетов распределения показателя преломления для сечений А ($1 - R = 57$ мкм) и В ($2 - R = 70$ мкм), проведенных методом статистической регуляризации, представлены на фиг. 5 (штриховыми линиями показана граница канала).

Зная изменение показателя преломления $\Delta n(r)$, можно оценить величину плотности ρ и давления p , используя зависимость показателя преломления от плотности и данные по динамической сжимаемости среды. Например, для воды выражение, используемое в опытах для определения давления за фронтом ударной волны (для $p \leq 10^3$ атм), имеет вид [26]

$$p(r) \simeq (\Delta n(r)/1,48)10^5 \text{ атм.}$$

Результаты обработки интерферограммы, приведенной на фиг. 3, б, показывают, что для данного локального возмущения давление на фронте



Фиг. 5

ударной волны достигает $p \simeq 270$ атм на расстоянии $R = 10^{-2}$ см от поверхности анода.

Следует отметить возможное влияние расфокусировки на точность измерений при изучении микрообъектов, поэтому обработке подвергались, как правило, те объекты на интерферограммах, которые находились в пределах острой фокусировки, что проверялось по теневому изображению присутствующих сильных оптических возмущений.

Применение описанной выше методики для исследования динамики ударных волн в дистиллированной воде позволило с помощью приближенных гидродинамических соотношений получить количественные результаты, касающиеся начальной «гидродинамической» стадии развития электрического разряда [9].

Результаты интерференционных измерений сравнивались с данными, полученными с помощью трехкадровой системы шпирен-регистрации [7]. Проведенные двумя независимыми способами измерения основных динамических характеристик исследуемого процесса приводят к согласующимся результатам для характерного радиуса канала, максимального давления и плотности энергии в области ее локального выделения вблизи поверхности анода. Полученные количественные результаты, относящиеся к энергетике первичных процессов, могут оказаться полезными при разработке более строгой физической модели, которая крайне необходима в связи с интенсивными исследованиями в области создания сверхмощных источников накопления энергии.

Авторы выражают благодарность А. Г. Пономаренко и Н. Г. Преображенскому за помощь и поддержку при выполнении данной работы.

Поступила 10 V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Richardson M. C., Alcock A. J. Subnanosecond interferometry of plasma filaments in a laser produced spark. — «Appl. Phys. Lett.», 1971, vol. 18, N 8.
2. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Склизков Г. В., Федотов С. И. Нагрев плазмы и генерация нейтронов при сферическом облучении мишени мощным лазерным излучением. — В кн.: Лазеры и их применение. Т. 76. М., изд. ФИАН СССР, 1974.
3. Azechi H., Oda S., Tanaka K., Norimatsu T., Sasaki T., Yamanaka T., Yamanaka C. Measurement of density modification of laser-fusion plasmas. — «Phys. Rev. Lett.», 1977, vol. 39, N 18.
4. Алхимов А. П., Воробьев В. В., Климин В. Ф., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. О развитии электрического разряда в воде. — «Докл. АН СССР», 1970, т. 194, № 5.
5. Alkhimov A. P., Klimkin V. F., Ponomarenko A. G., Soloukhin R. I. On the development of a discharge initiated by a laser spark. — In: Proc. X Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Oxford, 1971.
6. Климин В. Ф., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. О скоростной фоторегистрации канальной стадии электрического разряда в жидких диэлектриках. — В кн.: Тезисы докладов и сообщений на заседании секции IV Научного совета АН СССР по теоретическим и электрофизическим проблемам энергетики. Караганда, 1976.
7. Климин В. Ф., Пономаренко А. Г. Многокадровая система для оптической фоторегистрации начальных стадий развития сверхбыстрых процессов. — В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1975.
8. Климин В. Ф., Мелехов А. В., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. Сверхскоростная интерферометрия начальной стадии развития электрического разряда в жидких диэлектриках. — В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1975.
9. Климин В. Ф., Пономаренко А. Г. Исследование импульсного электрического пробоя жидкостей с помощью оптической интерферометрии. — Препринт ИТПМ СО АН СССР. Новосибирск, 1978, № 4.
10. Sklizkov G. V. Lasers in high-speed photography. — In: Laser Handbook. Amsterdam, North-Holland Publ. Co., 1972.

11. Ладенбург Р. У. Интерферометрия. — В кн.: Физические измерения в газовой динамике и при горении. М., ИЛ, 1957.
12. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М., «Наука», 1974.
13. Bockasten K. Transformation of observed radiances into radial distribution of the emission of a plasma. — «J. Opt. Soc. Amer.», 1961, vol. 51, N 9.
14. Ларькина Л. Т. К расчету радиального распределения излучательной способности. — В кн.: Применение плазматрона в спектроскопии. Фрунзе, «Илим», 1970.
15. Kock M., Richter J. Der Einfluss statistischer Messfehler auf die Lösung einer Abel-schen Integralgleichung. — «Annal. Phys.», 1969, Bd 24, H. 1, S. 30.
16. Турчин В. Ф., Козлов В. П., Малкевич М. С. Использование методов математической статистики для решения некорректных задач. — УФН, 1970, т. 102, № 3.
17. Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. О преобразовании Абеля при голографической интерферометрии точечного взрыва. — ФГВ, 1974, № 6.
18. Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. О некоторых проблемах диагностики низкотемпературной плазмы, решаемых с помощью ЭВМ. — В кн.: Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики. Новосибирск, «Наука», 1977.
19. Грибков В. А., Никулин В. Я., Склизков Г. В. Методика двухлучевого интерферометрического исследования осесимметричных конфигураций плотной плазмы. — «Квант. электроника», 1971, № 6.
20. Winckler J. The Mach interferometer applied to studying an axially symmetric supersonic air jet. — «Rev. Sci. Instrum.», 1948, vol. 19, N 5.
21. Коул Р. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
22. Климин В. Ф., Пикалов В. В. Об интерферометрической регистрации микровзрывных процессов в жидкости. — В кн.: Механика взрывных процессов. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1977.
23. Jahoda F. C., Little E. M., Quinn W. E., Ribe F. L., Sawyer G. A. Plasma experiments with a 570-kj theta-Pinch. — «I. Appl. Phys.», 1964, vol. 35, N 8.
24. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1970.
25. Аbruков С. А. Теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей. Казань, 1962.
26. Климин В. Ф., Пикалов В. В., Тинчурин К. А. Применение интерферометрии для исследования расходящихся ударных волн в жидкостях. — В кн.: Физическая газодинамика. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1976.

УДК 535.21

РАЗРУШЕНИЕ КРУПНЫХ И МЕЛКИХ КАПЕЛЬ ВОДЫ МОНОИМПУЛЬСАМИ ОКГ НА РУБИНЕ

В. И. Новиков, В. Н. Пожидаев

(Москва)

Наряду с известным методом испарения водяных капель в поле интенсивного излучения CO_2 -лазера в последнее время появились работы, где исследовалось разрушение водяных капель без преобразования в тепло поглощенной ими световой энергии (например, обзоры [1, 2]). Работ, посвященных нетепловым методам разрушения водного аэрозоля, пока еще очень мало, в них предложено три метода разрушения капель: оптический пробой в воде, возбуждение механических колебаний капли и фотохимическое разрушение молекул воды [1, 2]. Явление оптического пробоя, когда под действием моноимпульса лазера в водяной капле возникают разрушающие ее интенсивные ударные волны, исследовано более полно, чем другие методы, но тоже явно недостаточно.

В данной работе описываются эксперименты по разрушению капель миллиметрового и микронного размеров моноимпульсами ОКГ на рубине, определяются значения параметров, характеризующих этот процесс, а также дается приближенная оценка энергии и мощности лазерных импульсов, требуемых для разрушения водного аэрозоля на трассе определенной длины.