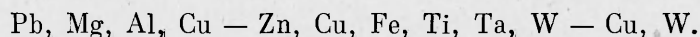


жение металлов в эрозионных рядах [3]. Полученный в данной работе эрозионный ряд имеет вид



Из известных в литературе критериев эрозионной стойкости наиболее распространенными являются критерий Л. С. Палатника [5] и критерий, предложенный в [6], согласно которым стойкость материала электродов определяется выражениями $\lambda c \nu T_{\text{пл}}$ и $c T_{\text{пл}} / (k_{\text{в}} U'_{\text{э}})$, где λ — коэффициент теплопроводности; c — удельная теплоемкость; ν — плотность; $T_{\text{пл}}$ — температура плавления; $k_{\text{в}}$ — коэффициент выброса металла; $U'_{\text{э}}$ — эквивалентное приэлектродное падение напряжения. Применение этих критериев для исследованного в данной работе режима эрозии показывает, что они не описывают полученного эрозионного ряда. Например, по критерию Л. С. Палатника медь имеет более высокую эрозионную стойкость, чем титан, а по критерию, предложенному в [6], V для электродов из меди и титана должен быть примерно одинаков, тогда как, согласно полученным данным, V для электродов из титана почти в 2 раза меньше, чем для электродов из меди.

В сильноточных водяных разрядниках, коммутирующих формирующие линии, эрозионная стойкость электродов достаточно хорошо коррелирует с температурой плавления материала (при доверительной вероятности 0,95 с погрешностью 0,1 коэффициент корреляции равен $\sim 0,8$), которую и можно принять за критерий их эрозионной стойкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лазаренко Б. Р., Лазаренко Н. И. Физика искрового способа обработки металлов. М.: ЦБТИ Минэлектротехпром СССР, 1946.
2. Золотых Б. Н. Физические основы электроискровой обработки металлов. М.: Гостехиздат, 1953.
3. Буткевич Г. В., Белкин Г. С., Ведешенков Н. А., Жаворонков М. А. Электрическая эрозия сильноточных контактов и электродов. М.: Энергия, 1978.
4. Балалаев В. В., Капишников Н. К. и др. Управляемые многоканальные разрядники с водяной изоляцией. — ПМТФ, 1978, № 5.
5. Палатник Л. С. Фазовые превращения при электроискровой обработке металлов и опыт установления критерия наблюдаемых взаимодействий. — ДАН СССР, 1953, т. 89, № 3.
6. Белкин Г. С., Киселев В. Я. Влияние материала электродов на эрозию при сильных токах. — ЖТФ, 1967, т. 37, вып. 5.

Поступила 1/II 1984 г.

УДК 541.126

О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАЗРЕШЕНИИ И ТОЧНОСТИ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ФАЗОВЫХ МИКРООБЪЕКТОВ

В. Ф. Климкин, Г. С. Ломакин

(Новосибирск)

В настоящее время оптические методы регистрации получили существенное развитие в связи с исследованиями физических процессов в газах, жидкости и в высокотемпературной плазме с предельным временным и пространственным разрешением [1]. Одним из основных элементов оптической установки является оптическая система, формирующая изображение исследуемого объекта на экране. Из-за дифракции, аберраций, неточности фокусировки происходит размазывание краев каждой детали объекта, что ограничивает разрешающую способность и точность измерений. В связи с этим анализ пространственного разрешения проводился в ряде работ (например, [2, 3]). Однако, как правило, рассматривалось несовершенство изображений, связанное с дифракцией света, хотя в большинстве практических случаев пространственное разрешение определяется погрешностями (аберрациями) оптических элементов. Дифракционная теория Аббе образования оптических изображений [4] развита для плоских периодических структур, в то время как реальные объекты являются более сложными, трехмерными. Свет, падающий на такой объект, отражается, рассеивается и проходит, что может приводить к изменению и усложнению дифракционной картины рас-

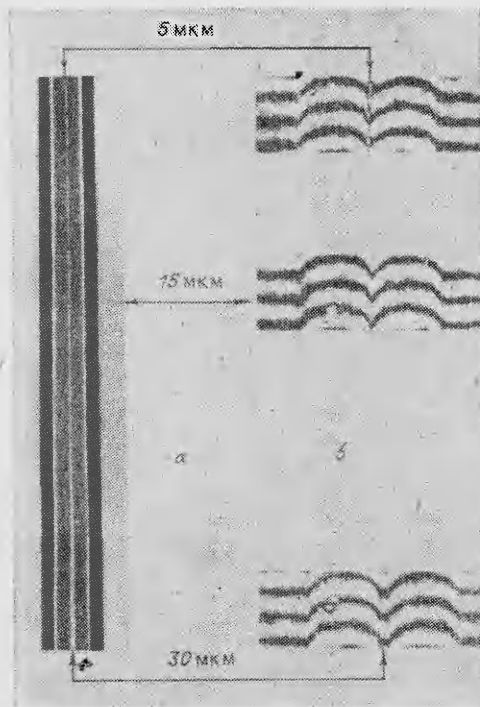
пределаения интенсивности на экране. Особенно важен вопрос о разрешении деталей в протяженном фазовом объекте, что связано с развитием оптических методов (сплурен-методы, интерферометрия) применительно к исследованию микрообъектов.

Так, в [5] с помощью оптической интерферометрии изучались микровозмущения с характерным размером $\sim 10^{-2}$ см, что позволило получить количественные результаты, касающиеся начальной стадии развития электрического разряда в жидких диэлектриках. В [6] проведен теоретический анализ возможностей интерферометрии при исследовании нестационарных физических процессов.

В данной работе представлены результаты экспериментального анализа пространственного разрешения и точности интерференционных измерений при фотографической регистрации протяженных фазовых микрообъектов.

1. Экспериментальная установка и методика измерений. Схема установки для проведения оптических измерений с помощью интерферометра Маха — Цендера приведена в [5]. В качестве источника подсветки использовался гелий-неоновый лазер ЛГ-38. Опыты проводились на цилиндрических микрообъектах диаметром $\sim 50-400$ мкм, которые получались при нагревании в пламени горелки образцов из плавленного кварца и последующем их вытягивании. Размеры объектов определялись микроскопом с погрешностью $\sim 1-2$ мкм. Для уменьшения значительного изменения показателя преломления на границе кварц — воздух объекты размещались в специальной камере, заполненной четыреххлористым углеродом, показатель преломления которого при температуре ~ 293 К несколько больше показателя преломления плавленного кварца. Поскольку приращение показателя преломления CCl_4 при повышении температуры на 1 К в ~ 100 раз больше, чем для плавленного кварца, то, изменяя температуру жидкости, можно было плавно регулировать величину скачка показателя преломления. Температурная зависимость показателя преломления четыреххлористого углерода определялась с помощью рефрактометра Пульфриха ИРФ-23 для длины волны $\lambda_0 = 0,633$ мкм (с погрешностью измерений $\sim 10^{-4}$). Погрешность измерения температуры составляла $\sim 0,1$ К. Показатель преломления микрообъектов определялся с помощью интерферометра, настроенного на полосы конечной ширины. Жидкость плавно нагревалась до температуры, при которой интерференционные полосы, проходящие через объект, не искривляются. При этом среднее значение показателя преломления образца равно показателю преломления жидкости при данной температуре. Точность данного метода определяется точностью измерения смещения интерференционных полос. При погрешности измерения смещения полос $\Delta k \leq 0,1$ полосы и геометрической длине пути луча в неоднородности $L \sim 400$ мкм погрешность измерения показателя преломления составляет $\Delta k \lambda_0 / L \leq 2 \cdot 10^{-4}$, что соизмеримо с погрешностью рефрактометра. Следует отметить, что выбранные микрообъекты моделируют физические процессы со скачкообразным изменением плотности на границе и характеризуются резкими (вблизи границы) и плавными (вблизи оси) изменениями фазы световой волны. С помощью фотографического объектива «Юпитер-11» (относительное отверстие 1 : 4, фокусное расстояние 135 мм) осуществлялась фокусировка объектов на негативную пленку с высоким разрешением («Микрат-300», ФПГВ-2). Описанная выше установка позволяет получать, меняя показатель преломления жидкости, различные картины смещений интерференционных полос. По измеренному смещению интерференционных полос путем решения методом статистической регуляризации интегрального уравнения Абеля [6] определялось распределение показателя преломления в исследуемом микрообъекте.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение. Для оценки пространственного разрешения интерферометрической установки (с учетом свойств передающей оптической системы и фотоматериала) был изготовлен модельный объект с изменяющимся поперечным размером. Для этого два кварцевых цилиндра диаметром менее 200 мкм располагались в одной плоскости под небольшим углом друг к другу, так что расстояние между ними плавно увеличивалось от 5 до 30 мкм. Фотография модельного объекта в воздухе, полученная с помощью микроскопа, показана на фиг. 1, а. На фиг. 1, б приведены картины интерференционных полос.



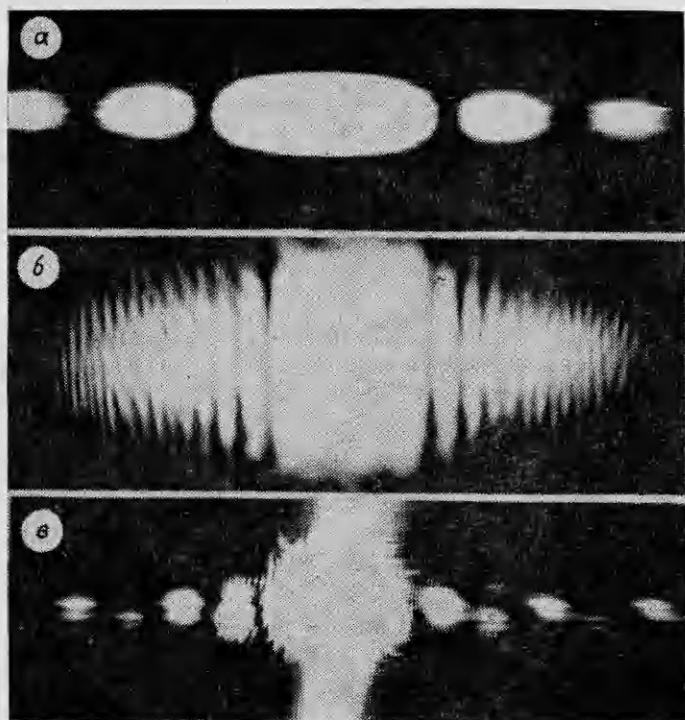
Ф и г. 1

соответствующие различным участкам объекта в четыреххлористом углероде. Видно качественное различие в поведении интерференционных полос. При поперечном размере объекта ~ 5 мкм наблюдается разрыв в интерференционных полосах, что делает невозможным определение фазы световой волны. По мере увеличения расстояния между цилиндрами картина полос меняется и становится возможным проследить за ходом интерференционных полос в этой области. Из полученных результатов следует, что характерный размер элемента в плоскости объекта, фазовая информация о котором воспринимается оптической системой интерферометра, составляет около 15 мкм. Сделаем оценки дифракционного предела разрешения. В этом случае расстояние между двумя объектами, которые начинают разрешаться (при круглом отверстии объектива), определяется выражением [4]

$$d \simeq A\lambda_0 / (n \sin \theta),$$

где λ_0 — длина волны света в вакууме; n — показатель преломления среды; 2θ — апертура объектива. Численный множитель A в этом выражении составляет 0,6 (в соответствии с критерием Рэлея) или 0,8 (в соответствии с теорией Аббе). При значениях $\lambda_0 = 0,63$ мкм, $n = 1,46$, $\sin \theta \sim 8 \cdot 10^{-2}$, соответствующих условиям эксперимента, $d \sim 3-4$ мкм. Это в 4-5 раз меньше реального разрешения интерферометра. Из оценок следует, что пространственное разрешение определяется aberrациями объектива и только при $\theta \sim 2 \cdot 10^{-2}$ рад становится соизмеримым с дифракционным пределом разрешения. Дальнейшее уменьшение угла θ приведет к дополнительному искажению изображения в соответствии с дифракционной теорией.

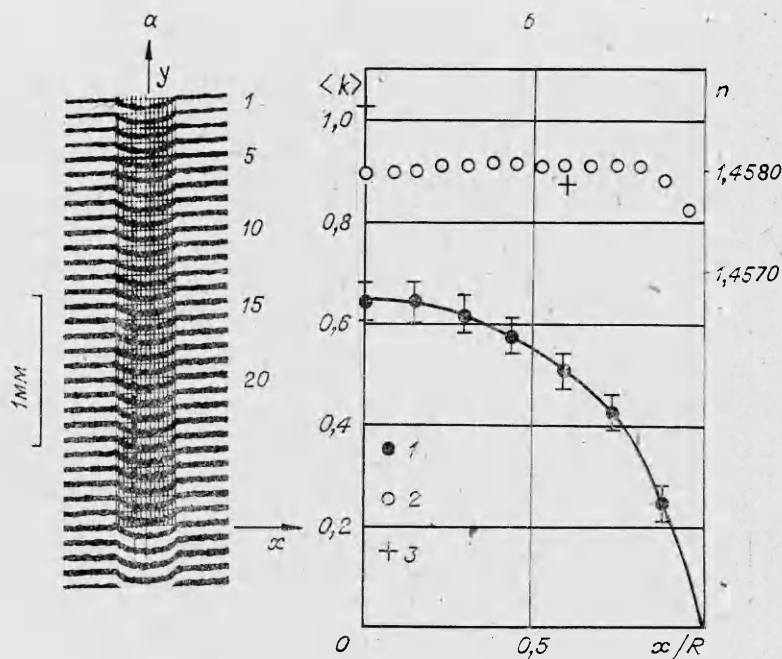
Как отмечалось в [5], используемая оптическая схема позволяла одновременно получать сфокусированное теневое изображение оптических возмущений со значительными градиентами показателя преломления. Поэтому опыты проводились также с объектами в воздухе. Они показали, что по шпирен-фотографиям удастся обнаружить существование двух объектов, находящихся на расстоянии ~ 5 мкм. При этом относительная глубина «провала» в суммарной картине освещенности по результатам фотометрирования составляла $\sim 30\%$ и существенно не менялась при уменьшении угла θ до $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ рад. Полученные результаты говорят о том, что к оценкам дифракционного предела разрешения нужно относиться с определенной осторожностью. Это связано с условностью критерия Рэлея. Строгая оценка предельного разрешения в теории Аббе также является сложной. Как известно, в теории Аббе рассматривается дифракция света на объекте и качество изображения определяется числом интерферирующих пучков, соответствующих дифракционным максимумам разных порядков. Однако при освещении когерентным излучением реальных трехмерных объектов возникают дополнительные волны, которые могут интерферировать с «опорной» плоской и дифрагированными волнами. На фиг. 2, а представлена типичная картина распределения интенсивности



Ф и г. 2

при дифракции Фраунгофера на плоской щели шириной 50 мкм. При дифракции на проволочке такого же размера общий вид картины сохраняется. Однако, как видно из фиг. 2, б, для центрального максимума характерно появление дополнительной интерференционной структуры. Еще более сложная картина дифракции на кварцевой нити диаметром 80 мкм (фиг. 2, в). Кроме модуляции интенсивности центрального максимума, меняются характер и структура побочных максимумов. Приведенные результаты позволяют сделать вывод о том, что более точная теоретическая оценка дифракционного предела разрешения должна проводиться с учетом описания дифракции света на объемных структурах.

При интерферометрическом изучении фазовых микрообъектов важным является также вопрос о точности измерений фазовых сдвигов. В качестве иллюстрации на фиг. 3, а представлена типичная интерферограмма цилиндрического образца из плавленого кварца, полученная на модельной установке и соответствующая средней величине изменения показателя преломления $\langle \Delta n \rangle = 9 \cdot 10^{-4}$. Диаметр образца измерялся с помощью микроскопа и равен 405 мкм. Для анализа точности измерения относительного фазового сдвига (смещения интерференционных полос) были выбраны 20 полос, охватывающие зону объекта протяженностью около 2 мм. Поскольку возмущение занимает малую часть интерференционного поля, опорные интерференционные полосы продолжались в область, занятую объектом. Через середину объекта проводилась ось симметрии y . По обеим сторонам от оси симметрии с интервалом в 1 мм (в плоскости объекта около 30 мкм) проводились параллельные ей линии. Смещения интерференционных полос определялись с помощью увеличительной лупы с ценой деления 250 мкм в точках пересечения этих линий с темными интерференционными полосами. Измерений проводились по обеим сторонам от оси, и брались средние значения. Таким образом, при обработке 20 интерференционных полос для каждого «прицельного» параметра x было проведено 40 измерений. На фиг. 3, б (точки 1) приведены относительные смещения интерференционных полос $\langle k \rangle$, усредненные по 40 точкам, в зависимости от безразмерного параметра x/R , где R — радиус цилиндра. Предполагая,



Ф и г. 3

что основная погрешность измерений определяется случайной ошибкой и выполняется нормальный закон распределения ошибок, оценим величину средней квадратичной ошибки отдельного измерения. На фиг. 3, б (точки 1) показана величина этой ошибки, соответствующая доверительной вероятности 0,95. Видно, что для различных значений x/R она составляет $\sim 0,03-0,06$ полосы. При погрешности измерения смещения интерференционных полос $\sim 0,05$ полосы относительная погрешность в условиях данного эксперимента составляет $\leq 8\%$ для центра объекта и 25—30% вблизи границы. Из сравнения средних значений $\langle k \rangle$ с величинами, соответствующими $\langle \Delta n \rangle = \text{const}$, следует, что изменение показателя преломления неодинаково в пределах объекта. По-видимому, это связано с тонкой структурой, возникающей при изготовлении микрообразцов. Представляет интерес по полученным значениям $\langle k \rangle$ определить Δn и, зная температуру жидкости, перейти к распределению показателя преломления кварца. Результаты восстановления профиля показателя преломления методом статистической регуляризации представлены на фиг. 3, б (точки 2). Видно, что профиль действительно не соответствует ступенчатому. Однако среднее из восстановленных значений показателя преломления кварца 1,4580 хорошо согласуется с полученным ранее 1,4579, что является подтверждением достаточно высокой надежности метода. На фиг. 3, б (точки 3) также приведены результаты оценки показателя преломления для образца диаметром 52 мкм. Следует отметить качественное совпадение результатов, что говорит о возможности приближения геометрической оптики к подобным объектам. Более строгое рассмотрение несомненно требует перехода к волновой оптике.

В заключение следует отметить, что полученные в данной работе количественные результаты являются близкими к предельным. В условиях конкретного физического эксперимента требуется дополнительный анализ, связанный с движением объекта, его протяженностью, неточностью фокусировки и т. д.

Авторы признательны А. Б. Гулакову за помощь при выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Климкин В. Ф., Папырин А. И., Солоухин Р. И. Оптические методы регистрации быстропротекающих процессов. Новосибирск: Наука, 1980.
2. Ascoli-Bartoli U. Plasma diagnostics based on refractivity.— In: Plasma Physics. Vienna: Intern. Atomic Energy Agency, 1965.
3. Sklizkov G. V. Lasers in high-speed photography.— In: Laser Handbook. Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1972.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
5. Климкин В. Ф., Пономаренко А. Г. Исследование импульсного электрического пробы жидкостей с помощью оптической интерферометрии.— ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 9.
6. Климкин В. Ф., Пикалов В. В. О возможностях микроинтерферометрии при исследовании нестационарных процессов.— ПМТФ, 1979, № 3.

Поступила 25/1 1984 г.

УДК 539.193

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРИЕМНИКОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЛЕКУЛ ПО СКОРОСТЯМ

С. Г. Миронов, А. И. Седельников
(Новосибирск)

1. В последние годы для проведения молекулярно-пучковых измерений в качестве детекторов начали использоваться тепловые приемники (болометры [1—6], пироэлектрики [7, 8]). При этом регистрируемой величиной является поток тепловой энергии, выделяющейся в результате взаимодействия молекул пучка с поверхностью чувствительного элемента приемника. Современные тепловые приемники обладают высокой чувствительностью к малым потокам молекул (до 10^{12} молекул/(м²·с) [1]) при достаточно малой инерционности (время тепловой релаксации менее 10^{-4} с [1, 5]). Особенно полезными такие приемники могут оказаться при детектировании молекул с возбужденными внутренними степенями свободы в области энергий возбуждения до 1 эВ, где не работают устройства, основанные на эффекте Оже-эмиссии электронов. При этом появляется возможность исследовать процессы возбуждения и релаксации внутренней энергии молекул [4—6, 8].

Включение теплового приемника в время-пролетную схему измерений [9, 10] позволит получить информацию о влиянии релаксации внутренней энергии на их кинетическую энергию без дополнительного усложнения экспериментального оборудования. В случае фотовозбуждения молекул лазерным излучением [4, 8] появляется возможность заменить механический модулятор время-пролетной схемы генератором коротких лазерных импульсов.

В [5] описано применение болометра в качестве детектора в время-пролетной схеме измерений и представлено соотношение, устанавливающее связь между функцией распределения скоростей молекул и временной зависимостью приращения температуры чувствительного элемента болометра. При этом использован ряд упрощающих предположений.

В данной работе в более общей постановке получено интегральное уравнение, связывающее распределение молекул по скоростям и электрический сигнал, снимаемый на выходе теплового приемника (болометра, пироэлектрика). Уравнение приведено в виде, удобном для использования современных методов решения задач интерпретации экспериментальных данных.

2. Как показано в [3], поток энергии на единицу поверхности чувствительного элемента теплового приемника определяется выражением

$$(2.1) \quad W = J[\kappa(E_c + E_B - E_S) + (1 - \kappa)\xi(E_c - E_e)],$$

причем $E_c = mv^2/2 + E_i$, где J — плотность потока молекул; m , v и E_i — соответственно масса, скорость и внутренняя энергия молекул; κ — коэффициент захвата; E_B — энергия сублимации; E_e — энергия молекул в состоянии теплового равновесия с поверхностью; ξ — коэффициент аккомодации; E_S — энергия молекул в твердой фазе конденсата на поверхности ости.

При использовании глубокоохлаждаемых и сверхпроводящих болометров в [1—6] для большинства газов выражение (2.1) существенно упрощается в силу того, что с достаточно высокой точностью $\kappa = 1$ и $E_S \ll E_c$.