

539.9.08

ПРИМЕНЕНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

А. Н. Зайдель

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	105
2. Чувствительность и точность	107
2.1. Зависимость от λ . Инфракрасная голография	107
2.2. Многопроходная голография	109
2.3. Высокие порядки	110
2.4. Резонансная голография	111
2.5. Двухдлинноволновая интерферометрия	112
2.6. Дисперсионная голография	113
2.7. Точность	115
3. Экспериментальная техника	115
3.1. Регистрирующие среды	115
3.2. Оптические материалы	116
3.3. Источники света	117
3.4. Киноголография	118
3.5. Стробоголография	119
3.6. Отсчет смещения полос	119
4. Исследование плазменных объектов	120
4.1. Лазерная искра	120
4.2. Лазерный факел	123
4.3. Нейтральный токовый слой	126
4.4. α - и θ -пинчи	128
4.5. Плазма импульсных ламп	129
4.6. Плазма CO_2 -лазеров	129
4.7. Плазмотроны	131
4.8. Взрывающиеся проводники	132
4.9. Электрические дуги и другие разряды	132
Список литературы	134

1. ВВЕДЕНИЕ

Изобретение 20 лет тому назад голографической интерферометрии открыло ряд новых возможностей для интерферометрических исследований самых различных процессов.

Сейчас этот метод достаточно хорошо разработан и описан в ряде руководств и монографий¹⁻⁶. Здесь мы кратко остановимся на свойствах и особенностях голографической интерферометрии, использующихся при исследованиях практически прозрачных преломляющих объектов, к которым относится плазма. Мы ограничимся интервалом длин волн 200—10 000 нм. Другие области спектра для интерференционно-голографического исследования плазмы не применялись, хотя использование микроволнового излучения, вероятно, может оказаться полезным после разработки достаточно совершенных способов получения и регистрации голографических интерферограмм для этих длин волн.

Принцип голографической интерферометрии состоит в том, что на фотографической эмульсии, либо другой регистрирующей среде, записываются

две (или более) голограммы, соответствующие разным состояниям исследуемого объекта. При восстановлении такой комбинированной голограммы в результате интерференции волн, соответствующей первому и второму состоянию объекта, наблюдаются интерференционные полосы, в которых отражены все изменения оптической длины, пройденной световыми пучками, образующими обе голограммы. Иначе говоря, по форме и положению полос восстановленной голографической интерферограммы можно вычислить величину

$$L = \int_0^l [n_1(l) - n_2(l)] dl, \quad (1)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления объекта в разных элементах объема, расположенных вдоль зондируемого луча, l — длина пути света в исследуемой среде (индексы 1 и 2 соответствуют состоянию объекта при первой и второй экспозициях).

Условия эксперимента обычно можно выбрать так, что $n_2 = 1$, и тогда, восстанавливая голографическую интерферограмму под разными углами, в принципе, можно перейти от интегрального значения L к локальным значениям k в различных участках исследуемого объекта. К сожалению, при этом происходит значительное уменьшение точности измерений, и локальные значения n определяются много хуже, чем интегральная величина L .

Описанный принцип соответствует так называемой двухэкспозиционной голографической интерферометрии. В общем случае методом голографической интерферометрии называются способы наблюдения интерферограмм, в которых, хотя бы одна (или обе) интерферирующая волна восстановлена голограммой. Другая может быть, скажем, волной, непосредственно рассеянной изучаемым объектом (метод реального времени). Для исследования плазменных объектов применяется чаще всего именно двухэкспозиционная интерферометрия. Таким образом, голографическая интерферометрия, как и обычная, дает возможность определять распределение показателя преломления в объеме изучаемого объекта. Но голографический метод обладает рядом преимуществ, которые обусловили его развитие в последние годы. Из них отметим в первую очередь следующие:

1. Восстанавливая двухэкспозиционную голографическую интерферограмму, мы наблюдаем результат интерференции двух волн, проходивших через объект в разные моменты времени.

2. Восстановление голографической интерферограммы под разными углами дает возможность перейти от интегральных значений L к локальным значениям n . При применении обычной интерферометрии к объектам, лишенным осевой симметрии, следовало бы располагать ряд интерферометров и получать одновременно большое число интерферограмм, просвечивая объект под разными углами.

3. Отпадает необходимость применения высококачественной интерферометрической оптики, что не только удешевляет установку, но и дает возможность исследования больших объемов плазмы, заключенных в сосуды с прозрачными окнами и стенками не очень высокого оптического качества. Это объясняется тем, что при голографической интерферометрии любые искажения волнового фронта, вносимые оптикой, компенсируются. Интерференционная картина фиксирует лишь те фазовые неоднородности, которые возникли в промежутке времени между двумя экспозициями.

Следует иметь в виду, что оптические неоднородности стенки сосуда, обращенной к голограмме, до некоторой степени могут влиять на форму полос, наблюдаемых при восстановлении, но не в интерференционном, а в обычном смысле, поскольку полосы восстанавливаются в том виде, как они видны через эту стенку. Если она настолько неоднородна, что форма полос ею существенно искажается, или, более того, если полосы через нее вовсе не видны, так как она диффузно рассеивает свет, то для наблюдения полос необходимы

особые приемы восстановления голограмм. Этого, в частности, можно достичь, совмещая восстановленное действительное изображение стенки с самой стенкой (подробности см., например, в ⁶, с. 414—422). Искажения, возникающие в результате деформаций стенок или окон под тепловым воздействием импульсной плазмы, разумеется, могут сказаться на положении интерференционных полос, и с такой возможностью всегда следует считаться.

4. Голографическая интерферометрия дает возможность наблюдать удивительные результаты интерференции двух волновых фронтов, форма которых соответствует искажениям, вносимым объектом в просвечивающее излучение различных длин волн. Иначе говоря, можно как бы наблюдать стационарную интерференционную картину при взаимодействии света, существенно различающегося по длине волны (например, в 2 или 3 раза).

Наконец, голографическая интерферометрия предоставляет совершенно новые возможности для повышения чувствительности интерферометрических измерений.

Учет этих преимуществ обусловил постановку опытов по интерференционно-голографической диагностике разного рода плазм, выполненных в ФТИ им. А. Ф. Иоффе в 1965—1966 гг. ^{7, 8}. Несколько позднее аналогичные исследования были проведены в США ⁹⁻¹⁰. В дальнейшем эта методика интенсивно развивалась в ряде лабораторий, и было написано несколько обзоров ¹¹⁻¹⁴. Голографическая интерферометрия оказалась средством, позволявшим получить ряд интересных результатов, практически недостижимых при исследовании другими методами.

Обработка голографических интерферограмм дает распределение (пространственное, а также временное) показателя преломления плазмы. Последний связан с концентрациями электронов, атомов и ионов, образующих плазму. Задачей интерферометрических измерений является, в конечном итоге, нахождение концентраций этих частиц

2. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ И ТОЧНОСТЬ

Чувствительность голографической интерферометрии определяется той минимальной концентрацией частиц (электронов, атомов), которая может быть определена с ее помощью. Для оценки этой величины будем исходить из того, что без применения рассматриваемых ниже специфических для голографии приемов увеличения чувствительности на интерферограмме нельзя обнаружить изменения разности хода меньше чем $0,1 \lambda$. С другой стороны, трудно регистрировать изменения разности хода (в пределах одного объекта), больше 100λ .

2.1. Зависимость от λ .

Инфракрасная голография

В общем случае рефракция плазмы вдали от атомных линий поглощения может быть вычислена по формуле Коши:

$$n - 1 = \sum_{i=1}^k \left(A_i + \frac{B_i}{\lambda^2} \right) N_{a_i} - 4,5 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e, \quad (2)$$

здесь N_e — электронная концентрация, N_{a_i} — атомные концентрации. Вкладом ионной рефракции в общую рефракцию плазмы в большинстве случаев можно пренебречь.

Воспользовавшись значением констант A и B формулы Коши для воздуха, получаем, что его рефракция сравнима по абсолютной величине с рефракцией электронного газа при соотношении концентраций частиц

$$\frac{N_e}{N_a} \approx 0,1. \quad (3)$$

С другой стороны, изменению оптической длины пути на $0,1 \lambda$ (для $\lambda = 500$ нм) соответствует поверхностная концентрация электронов 5×10^{16} см $^{-2}$. Это и будет определять минимальную электронную концентрацию, измеримую голографическим методом (при $l = 1$ см $N_e = 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$). Минимальная атомная концентрация, как следует из (3), примерно в 10 раз больше. Повышение чувствительности интерференционных измерений приводит к соответственному уменьшению минимально обнаружимой концентрации.

Измеряемая величина при интерферометрических определениях показателя преломления — сдвиг интерференционных полос K , обусловленный введенной разностью хода. Для случая рефракции плазмы этот сдвиг связан с концентрацией образующих ее частиц соотношением

$$K = \frac{nl}{\lambda} = \left[\sum_{i=1}^h \left(A_i + \frac{B_i}{\lambda^2} \right) - 4,5 \cdot 10^{14} N_e + 1 \right] \frac{l}{\lambda}. \quad (4)$$

Положим, что на интерферограмме можно определить сдвиг ΔK не менее $0,1$ полосы. (Это предположение обычно находится в соответствии с реальными условиями голографической интерферометрии.)

Для чисто электронного газа из (2) и (4) получаем, полагая $A \gg B$, для минимально обнаружимого сдвига полос ΔK соотношение $\Delta K \sim \lambda$, а для атомного соответственно $\Delta K \sim 1/\lambda$.

Очевидно, при продвижении в инфракрасную область чувствительность интерферометрического метода определения N_e растет, а концентрации атомов соответственно падает.

При переходе от зондирования плазмы светом рубинового лазера к CO_2 -лазеру соотношение (3) переходит в

$$\frac{N_a}{N_e} = 2 \cdot 10^3. \quad (3')$$

Поэтому в этом случае влиянием атомного (молекулярного) газа на рефракцию плазмы часто можно пренебречь.

Трудности, связанные с регистрацией голограмм в инфракрасной области, а также с созданием оптических установок для этой части спектра, до сих пор сдерживали развитие этого направления исследований, и лишь в последние годы были получены обнадеживающие результаты. Применением CO_2 -лазера удалось повысить чувствительность измерений lN_e примерно в 15 раз по сравнению с рубиновым лазером и определять lN_e вплоть до $2 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ ^{15, 16}, а применяя нелинейную регистрацию голограмм с использованием пятого — восьмого порядка, добиться снижения минимально определяемой величины $lN_{e, \min}$ до $\approx 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$, что, как отмечают авторы, делает реальным применение интерференционно голографической методики для диагностики плазмы на установках типа токамак. Установка для такого рода исследований уже построена, причем предварительные эксперименты показали, что она обладает достаточной чувствительностью ^{17a}.

Недавно было сообщено о создании интерферометрической установки с CO_2 -лазером, с помощью которой можно определять $lN_{e, \min} \approx 10^{13}$ см $^{-2}$. Наименьший сдвиг, который измерим на этой установке, — $1/50$ полосы ^{17b}.

Подробности применения инфракрасной голографической диагностики описаны в ^{18, 19}.

При использовании видимой области спектра ($\lambda \approx 500$ нм) область концентраций, для которой приложимы методы голографической интерферометрии, ограничена: снизу — трудностями определения малых смещений полос, сверху — непрозрачностью плазмы, обусловленной отражением, поглощением и рассеянием зондирующего света. Эти явления начинают играть заметную роль при $N_e > 10^{20}$ см $^{-3}$. Таким образом, при линейных размерах

изучаемой плазмы порядка 1 см доступный для исследования с помощью видимого света интервал N_e составляет примерно $10^{16} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Голографическая методика первоначально разрабатывалась для исследования плазмы в установках термоядерного синтеза. Поэтому значительный интерес представляло распространение области измерений в сторону низких концентраций до $N_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (токамаки) и в сторону высоких до $10^{22} - 10^{24} \text{ см}^{-3}$ (лазерный термояд) ²⁰. Однако не меньший интерес представляют исследования относительно холодной и плотной плазмы, рефракция которой, в основном, определяется показателем преломления атомного и молекулярного газа. Поэтому значительное число исследований посвящено изучению плазмы электрических дуг, плазмотронов, газового разряда и т. п. Основные усилия были направлены на поиски путей изучения плазмы с низким значением N_e .

Для уменьшения минимально обнаружимого изменения концентрации электронов следует искать способы увеличения оптической разности хода, вызываемой изменением показателя преломления. Голографический метод дает возможность экспериментатору, помимо перехода к инфракрасной части спектра, использовать для этой цели несколько путей.

2.2. Многопроходная голография

В первую очередь укажем на многократное прохождение зондирующего пучка через плазму. Этот прием применяется и в обычной интерферометрии. На рис. 1, а приведена соответствующая оптическая схема.

Для получения интерферограммы с K -кратным прохождением пучка через плазму необходимо пространственно разделить пучки, отличающиеся разным числом проходов через плазму. Это достигается небольшим наклоном полупрозрачных зеркал 3 и 4 друг относительно друга. Диафрагма 1, установленная в фокальной плоскости линзы 2, выделяет необходимый предметный пучок. При этом различные пучки зондируют плазму в разных ее участках, что ухудшает пространственное разрешение метода. При голографической интерферометрии выделение нужного пучка может быть сделано без наклона зеркал 3 и 4 ^{21, 22} (рис. 1, б). Это обусловлено тем, что из ряда пучков, прошедших через плазму, лишь тот будет образовывать голографическую интерферограмму, для которого оптическая длина пути $2nKd + a_1 + a_2$ будет отличаться от $b_1 + b_2$ не более, чем на длину когерентности L зондирующего лазерного излучения. Можно выбрать ширину линии генерации $\Delta\nu$ такой, чтобы длина когерентности была меньше $2nd$, тогда

$$2nd \geq L \approx \frac{c}{\Delta\nu}; \quad (5)$$

здесь c — скорость света, $\Delta\nu$ — ширина полосы генерации.

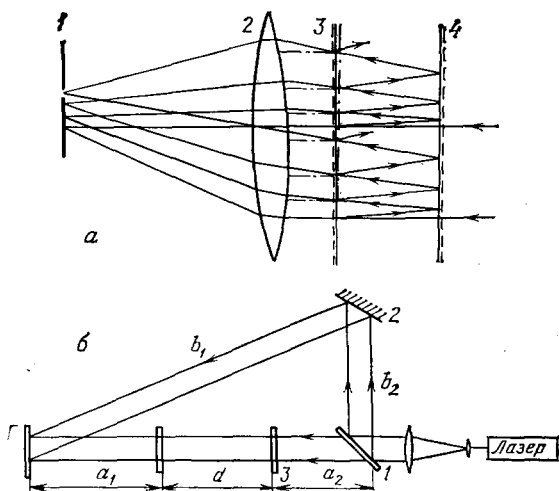


Рис. 1. Многоходовой способ увеличения чувствительности.

а — Наклонные зеркала. б — Параллельные зеркала

Если $d = 15$ см, $n = 1$, то $\Delta\nu$ должно быть не более 1000 МГц, т. е. для видимой части спектра $\Delta\lambda$ около $0,01 \text{ \AA}$. Пучки, не удовлетворяющие условию (5), не будут интерферировать, однако дадут дополнительную засветку голограмм, ухудшающую качество интерферограмм, тем сильнее, чем больше проходов мы выбираем.

Для выбора нужного числа проходов следует изменением положения зеркал 1 и 2 друг относительно друга менять величины b_1 и b_2 так, чтобы выполнялось условие

$$b_1 + b_2 - (a_1 + a_2 + 2Kd) < 2d$$

(здесь, разумеется, можно положить $n = 1$).

Нужно иметь в виду, что при многократном отражении пучка от зеркал (3, 4) вносимые их дефектами искажения волнового фронта накапливаются. Поэтому, если для получения обычной голографической интерферограммы достаточна оптика, изготовленная не точнее, чем $0,5\lambda$, то зеркала 3 и 4 для использования в схеме с многократным прохождением, должны иметь качество обработки не хуже, чем $(0,1-0,05)\lambda$. Нужное число проходов выбирается путем компромисса между желаемым увеличением чувствительности и степенью ухудшения качества интерферограммы по мере увеличения K . Если длительность зондирующего импульса τ , а длительность однократного прохождения импульса через плазму τ' , то при прохождении может оказаться, что $K\tau' \geq \tau$. Тогда временная разрешающая способность многопроходного метода будет уменьшаться по сравнению с однопроходным в $1 + (K\tau'/\tau)$ раз. С другой стороны, эта величина может существенно превышать 1 только при зондировании пикосекундными импульсами.

2.3. В ы с о к и е п о р я д к и

Другой метод увеличения чувствительности связан с использованием нелинейных эффектов голограмм, зарегистрированных на большинстве светочувствительных слоев. Известно, что при восстановлении таких голограмм,

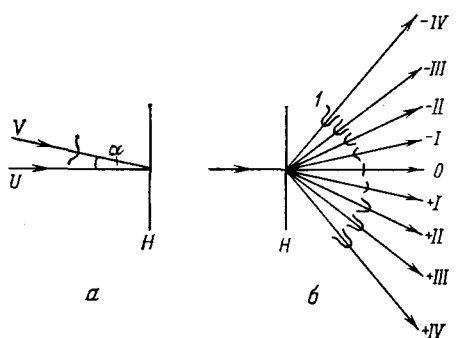


Рис. 2. Получение (а) и восстановление (б) голограмм различных порядков. Значками типа 1 показаны в условном масштабе искажения волнового фронта

кроме изображений нулевого и ± 1 порядка, наблюдаются также изображения, соответствующие более высоким порядкам дифракции. Если мы наблюдаем изображения K -го порядка, то все искажения волнового фронта образующих его пучков будут в K раз больше, чем у волн первого порядка (рис. 2). Для восстановления голограммы будем освещать ее двумя взаимно когерентными пучками, наклоненными друг относительно друга на угол β такой, чтобы восстановленный первым пучком волновой фронт K -го порядка совпадал с восстановленным вторым пучком волновым фронтом R -го порядка (рис. 3, а). Целесообразнее всего выбрать симметричное положение восстанавливающих пучков относительно нормали к голограмме. Это приведет к увеличению сдвигов полос в $2K$ раз по сравнению с обычным способом восстановления. Разумеется, можно выбрать направления восстанавливающих пучков так, чтобы совместить волновые фронты порядков $+N$ и $-M$. Тогда произойдет увеличение сдвигов полос в $N + M$ раз. Однако качество полученных интерферограмм лучше всего при симметричной схеме (рис. 3, б) ¹⁴. Тогда в результате взаимодействия восстановленных фронтов будет получена одноэкспозиционная голографическая интерферограмма, в которой все сме-

щения полос будут в $2K$ раз больше смещений, наблюдающихся при обычном двухэкспозиционном получении и восстановлении интерферограмм в первом порядке. Если при этом точность измерений сдвигов полос на интерферограммах, восстановленных обоими способами, одна и та же, то чувствительность

определения электронной концентрации при использовании нелинейно зарегистрированных голограмм увеличивается в $2K$ раз. Использование нелинейных эффектов с целью повышения чувствительности голографической интерферометрии было предложено в работах ^{24, 25}. Этот метод обладает тем недостатком, что изображения, восстановленные в высоких порядках, имеют искажения, величина которых зависит от конкретных условий эксперимента. В частности, как и в много-

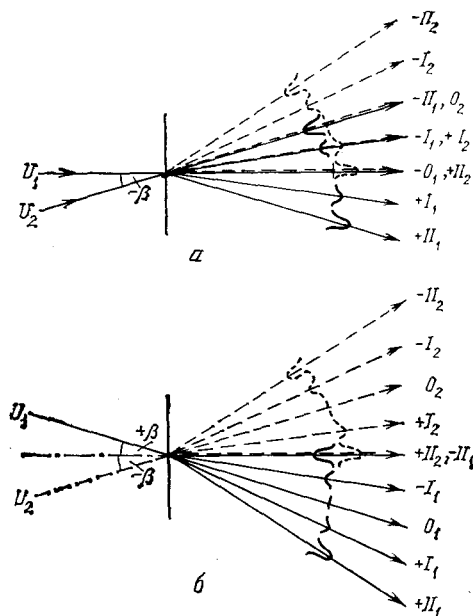


Рис. 3. Восстановление одноэкспозиционной голографической интерферограммы асимметричными (а) и симметричными (б) пучками ¹⁴

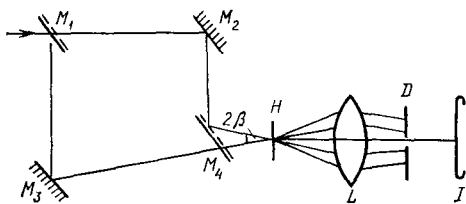


Рис. 4. Схема восстановления одноэкспозиционной интерферограммы в ± 2 -порядках.

M_1 — M_4 — полупрозрачные зеркала; H — голограмма; L — линза; D — диафрагма; I — фотоэмульсия. Плоскости H и I сопряжены. Линиями показаны оси световых пучков

проходном методе, влияние дефектов оптики, участвующей в получении голограммы, усиливается во столько раз, во сколько увеличивается чувствительность метода. Поэтому, используя описанный метод, следует применять зеркала и линзы интерферометрического качества ($\approx 0,1-0,01\lambda$).

Искажения минимальны, если пользоваться голограммами сфокусированных изображений, в которых плоскость изображения объекта совпадает с плоскостью локализации интерференционных полос (см., например, ¹). В работе ²⁶ использовались восстановленные изображения седьмого порядка, а в работе ²⁷ — даже восьмого. Комбинируя многократное прохождение зондирующего пучка через объект и восстановление в высоких порядках, удалось увеличить чувствительность голографических измерений в 36 раз ²⁸.

На рис. 4 приведена одна из возможных оптических схем восстановления нелинейной интерферограммы.

2.4. Резонансная голография

Существенного увеличения чувствительности определения концентрации тяжелых частиц (атомов или ионов) в плазме можно достичь, используя сильное изменение показателя преломления вблизи линий поглощения определяемых атомов. Действительно, в этой области рефракция газа описывается формулой Зельмейера

$$n - 1 = R \frac{N_a^* \lambda_0^3}{\lambda - \lambda_0}; \quad (6)$$

здесь R — постоянная, зависящая от атомных констант, λ_0 — длина волны линии абсорбции, N_a^* — населенность нижнего уровня линии поглощения. Вблизи этой линии рефракция может на несколько порядков превосходить рефракцию в области нормальной дисперсии. Соответственно возрастает чувствительность измерений атомной или ионной концентраций.

В первых работах, в которых были сделаны попытки использовать этот метод, выбор лазерных линий, близких к линиям поглощения атомов^{29, 30}, был очень ограничен, и приходилось применять специальные приемы к смещению линий генерации. Например, изменением температуры рубина³¹ либо использованием спектров комбинационного рассеяния²⁹. Положение существенно изменилось с появлением лазеров на красителях, позволяющих непрерывно менять длину волны генерируемого излучения. Это сделало доступным для исследования широкий класс атомов и позволило успешно использовать резонансный метод как в обычной, так и в голографической интерферометрии^{32, 33}.

Расчеты увеличения чувствительности, достигаемой при применении резонансной голографии, были сделаны в работе³¹; более детальные расчеты см. в³³. Из них следует, что минимальная обнаружимая концентрация достигается, когда расстояние между центрами зондирующей

Рис. 5. Область применения резонансной голографической интерферометрии

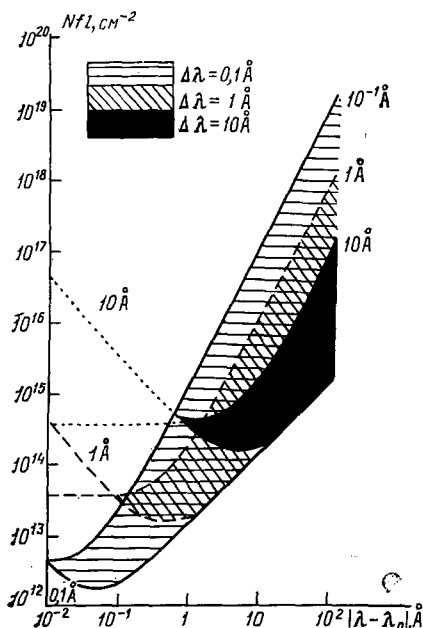
линии и линии поглощения равно полуширине последней. На рис. 5 показаны кривые изменения чувствительности для бесконечно узкой зондирующей линии, расположенной на разных расстояниях от центра линии поглощения. Аналогичные расчеты выполнены и для зондирующей линии конечной ширины³³. Как видно из графика, минимально обнаружимая атомная концентрация для линии поглощения, имеющей силу осцилляторов $f = 1$ при толщине просвечиваемого слоя 1 см, составляет $\approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

2.5. Двухдлинноволновая интерферометрия

Из выражения (2) видно, что для определения электронной концентрации электронов N_e по измеренным значениям n нужно исключить влияние тяжелых частиц на рефракцию плазмы. Для этого можно измерить значения рефракции для нескольких длин волн, и, решая уравнение (2) относительно N_{a_i} и N_e , получить значения атомной и электронных концентраций.

Если подставить в (2) значения констант A и B , то легко убедиться, что при изменении λ в 2 раза общая рефракция плазмы, обусловленная тяжелыми частицами, меняется на 5—10 %, а обусловленная электронным газом — в 4 раза. Отсюда следует, что дисперсия плазмы ($dn/d\lambda$) практически зависит только от N_e . Иначе говоря, разность сдвигов полос на интерферограммах, полученных в двух длинах волн (вдали от линий поглощения), дает возможность непосредственно получить значение IN_e .

На этих идеях основано развитие двухдлинноволновой обычной³⁴ и голографической³⁵ интерферометрии. В этих и последующих работах для получения двух голограмм в различных длинах волн обычно применялось удвоение частоты зондирующего излучения в нелинейном кристалле. Объект



просвечивался смешанным пучком, состоящим из излучения основной частоты и ее гармоник, что приводило к получению двух наложенных друг на друга голограмм. При их восстановлении получались две разнесенные в пространстве интерферограммы, совместная обработка которых позволяла определять электронную, а также атомную концентрацию.

Если тяжелые частицы вносят значительный вклад в рефракцию, то смещения, обусловленные электронным газом, определяются как малая разность больших смещений, внесенных плазмой для излучений с длинами волн λ_1 и λ_2 . Следует также иметь в виду, что при восстановлении двух голограмм, вследствие некоторого различия в масштабах изображения, а также из-за различия аберраций, возможны различные ошибки в определении соответственного положения точек, в которых производятся измерения сдвигов на «синей» и «красной» интерферограммах. Все эти причины приводят к тому, что точность определения концентрации по двум интерферограммам существенно меньше, чем в том случае, когда рефракцией тяжелых частиц можно полностью пренебречь.

Путь автоматического исключения смещений, обусловленных тяжелыми частицами, был намечен в работе ³⁶, в которой было предложено использовать с этой целью нелинейные свойства голограмм.

2.6. Дисперсионная голография

Будем просвечивать плазму пучком, содержащим когерентное излучение с длиной волны λ_1 и $\lambda_2 = 0,5\lambda_1$. Опорный пучок образуется излучением того же состава (рис. 6, а). В плоскости P регистрируются две наложенные друг на друга голограммы, которые затем восстанавливаются излучением, длина волны которого, вообще говоря, может быть отлична от λ_1 и λ_2 . Частота интерференционных полос на «синей» голограмме в два раза больше, чем на «красной». Поэтому восстановленный в I порядке волновой фронт для λ_2 совпадает с волновым фронтом для λ_1 во II порядке. Точно так же совпадают волновые фронты второго и IV порядков дифракции и т. д. (рис. 6, б). Образованные I и II порядками восстановленные фронты интерферируют и дают одноэкспозиционную голографическую интерферограмму, на которой все смещения полос определяются разностью показателей преломления n_1 и n_2 для света с длинами волн λ_1 и λ_2 (рис. 7).

Существенным достоинством описанного метода является то, что

обе сравниваемые волны получаются не за две, а за одну экспозицию. Это позволяет избавиться от погрешностей, связанных с изменением положения деталей установки за время между двумя экспозициями. Установка оказывается, таким образом, гораздо менее чувствительной к вибрациям и деформациям, чем установка для двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Это в равной степени относится и к методу восстановления волн в высоких порядках одноэкспозиционной нелинейной голограммы. Разумеется, все недостатки, отмеченные при рассмотрении последнего способа увеличения чувствительности, присущи и дисперсионной интерферометрии.

Для получения хороших дисперсионных интерферограмм нужно также позаботиться о подборе фотоматериалов с нужной кривой спектральной чувствительности. Следует добиваться того, чтобы почернения в I порядке для λ_1

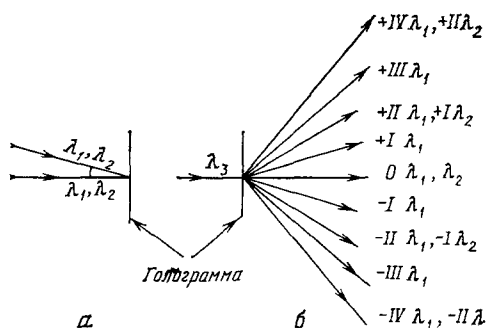


Рис. 6. а — Получение дисперсионной голограммы. б — Восстановление дисперсионной голограммы

были близки к почернениям во II порядке для λ_2 (соответственно во II и IV порядках и т. д.). Для выравнивания почернений можно, разумеется, воспользоваться цветными светофильтрами. Источником погрешностей может быть также различие масштаба восстановленных изображений для λ_1 и λ_2 .

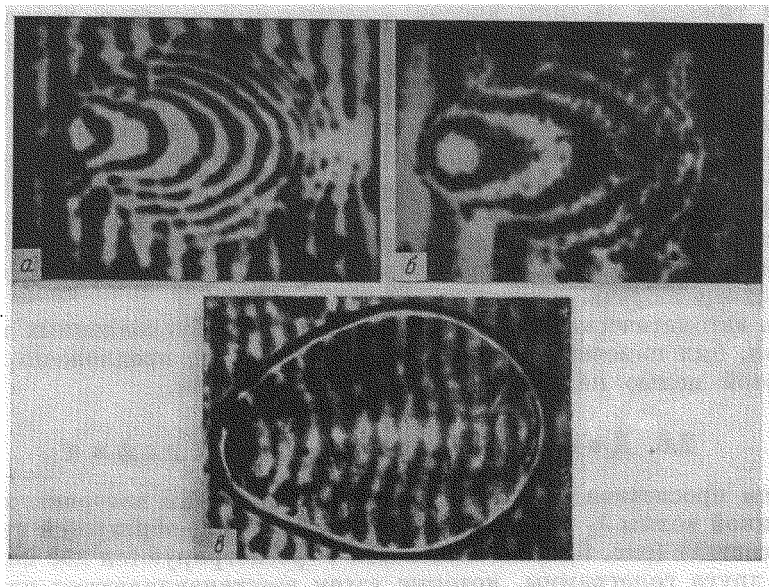


Рис. 7. Двухдлинноволновые голографические интерферограммы (λ (мкм) $\approx 0,35$ (а) и $0,69$ (б)) и дисперсионная интерферограмма лазерной искры (в) ⁴⁰

Поэтому, вероятно, целесообразно для восстановления использовать излучение, длина волны которого λ_3 удовлетворяет условию $\lambda_2 < \lambda_3 < \lambda_1$. Подробно анализ условий применимости и свойства дисперсионной голографии рассмотрены в ³⁷.

Специально для получения дисперсионных интерферограмм был разработан прибор, названный дисперсионным интерферометром ^{38, 39}. Различные схемы дисперсионных интерферометров рассмотрены в работе ⁴⁰. Общий принцип действия таких интерферометров показан на рис. 8.

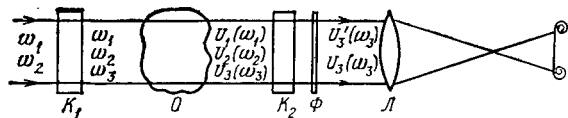


Рис. 8. Схема дисперсионного интерферометра

Исследуемый объект O помещен между двумя нелинейными кристаллами K_1 и K_2 , в которых осуществляется смещение частот. После элемента K_2 расположен фильтр Φ , выделяющий суммарную частоту $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$.

Если просвечивать элемент K_1 пучком, содержащим частоты ω_1 и ω_2 , то через объект O будут проходить волны U_1 , U_2 , U_3 , частоты которых будут соответственно ω_1 , ω_2 и ω_3 . Все они испытают искажения волнового фронта, соответствующие разности хода, вносимой объектом в каждую волну. Далее волны U_1 , U_2 и U_3 проходят через такой же кристалл K_2 , в котором волны U_1 и U_2 , смешиваясь, генерируют волну U'_3 . Все пучки проходят через светофильтр Φ , пропускающий лишь излучение с частотой ω_3 . Два волновых фронта: U_3 , прошедший без изменения частоты через кристалл K_2 , и U'_3 , полученный в результате смешения в нем U_1 и U_2 , интерферируют. В фокальной плоскости объектива L , установленного за фильтром, будет наблюдаться интерферограмма. Смещение полос на ней определяется только разностью показателей преломления объекта на частотах ω_1 и ω_2 . Частным слу-

чаем применения этой схемы является интерферометр (описанный в ³⁸), построенный на принципе удвоения частоты ($\omega_2 = 2\omega_1$). Такой прибор был реализован, и с его помощью получена интерферограмма (см. рис. 7). Если одну из смешиваемых частот, например, ω_1 , выбрать малой, то чувствительность интерференционных измерений N_e можно существенно повысить, переведя зондирующее излучение в инфракрасную область, а регистрацию интерферограммы делать в удобной для этого части спектра. Вероятно, чисто технические трудности мешали пока реализации этой идеи *).

2.7. Т о ч н о с т ь

Точность интерференционно-голографического метода измерения концентраций в конечном счете определяется точностью измерения величины смещения интерференционных полос. Обычно принимается, что она составляет 0,1 полосы.

Статистический анализ различного рода погрешностей голографической интерферометрии был проведен в работе ⁴¹. Помимо источников погрешностей, общих для всех применений голографической интерферометрии, при исследовании плазмы возникает ряд специфических причин, снижающих качество интерферограмм и соответственно точность измерений:

1) некогерентная засветка голограмм собственным излучением плазмы, снижающая их дифракционную эффективность;

2) к снижению дифракционной эффективности приводят также все методы, в которых несколько голограмм накладываются друг на друга;

3) если время действия просвечивающего импульса недостаточно мало, то интерференционные полосы размываются из-за изменения $N_e l$ за время воздействия излучения; это может привести к полному размытию голограммы, как это наблюдалось, например, при исследовании ламп сверхвысокого давления ^{8, 12}.

В работе ⁴² изучалась точность измерения сдвигов полос на нелинейной интерферограмме. Среднеквадратическая погрешность σ получилась равной 0,2 полосы, что несколько больше принятого значения 0,1. Это легко объясняется худшим качеством интерферограмм, полученных при восстановлении волн высших порядков. С другой стороны, при хорошем качестве полос и применении фотоэлектрической регистрации, можно измерять смещение 0,01 полосы и даже менее. Если положить максимальные смещения на протяжении исследуемого объекта около 10 полос, то минимальная относительная погрешность измерений может быть оценена в 0,1—1 %. В реальных случаях по совокупности указанных выше причин она обычно больше и лежит вблизи 10—20 %, а иногда значение $N_e l$ может быть оценено лишь с точностью до порядка величины.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

3.1. Р е г и с т р и р у ю щ и е с р е д ы

Известно, что наряду с амплитудными голограммами, в которых зарегистрированы пространственные изменения интенсивности падающего на нее излучения, применяются также фазовые голограммы, действие которых основано на изменении фазы восстанавливающих волн, проходящих через разные участки голограммы. Иногда применяются фазово-амплитудные голограммы, модулирующие одновременно амплитуду и фазу восстанавливающего пучка.

*) Недавно было сообщено о создании интерферометра, в котором зондирующая волна из инфракрасной области (5,23 мкм) после прохождения плазмы переводилась в видимую часть спектра (0,613 мкм) путем смешения с излучением рубинового лазера (0,694 мкм) в кристалле LiI ^{17b}.

Наиболее распространенный способ регистрации — фотопластинка — дает чисто амплитудную модуляцию, хотя некоторый вклад вносит и фазовая модуляция, обусловленная изменением рельефа желатинового слоя. При выборе регистрирующей среды приходится учитывать, в первую очередь, чувствительность ее к излучению нужного спектрального состава и разрешающую способность (число линий, которые можно отдельно зарегистрировать на 1 мм среды).

Обычно эти два свойства конкурируют между собой, и более чувствительные среды имеют меньшее разрешение и наоборот. В некоторых регистрирующих средах образованное на них изображение быстро исчезает, что, разумеется, обычно создает дополнительные трудности в работе. Наиболее популярной регистрирующей средой для видимой и ближней ультрафиолетовой областей является фотоэмульсия.

Частота интерференционных полос на голограмме определяется формулой

$$\nu = \frac{2 \sin(\alpha/2)}{\lambda}, \quad (7)$$

α — угол между интерферирующими пучками.

Разумеется, для того чтобы голограмма восстанавливала изображение без искажений, обусловленных разрешающей способностью регистрирующей среды, последняя должна быть, вообще говоря, больше ν . Так как угол между предметным и опорным пучками при голографической интерферометрии плазмы обычно не превышает нескольких градусов, то частота полос, образующих голограмму, не превышает 100 линий/мм, а для инфракрасной области иногда значительно меньше. Предназначенные специально для голографии фотоэмульсии обладают очень большой разрешающей способностью (до 5000 линий/мм) и низкой чувствительностью, не превышающей нескольких сот мкДж·см⁻² (0,1—10 единиц ГОСТ).

В голографической интерферометрии плазмы с успехом применялись обычные материалы с разрешающей способностью ≈ 100 линий/мм, но более высокой чувствительности (в частности, пленка Панхром-18).

Для регистрации голограмм в инфракрасной области, как правило, используются материалы, оптические свойства которых изменяются под действием освещения. Чаще всего это плавление или испарение поверхностного слоя. Иногда используются также фазовые переходы, обусловленные нагреванием. Чувствительность и разрешающая способность таких слоев обычно меньше, чем у фотографических эмульсий, которые, к сожалению, непригодны для $\lambda > 1200$ нм. В таблице приведены некоторые из материалов, которые применялись для регистрации голограмм, полученных с помощью импульсного СО₂-лазера ($\lambda = 10,6$ мкм). В ней указаны также основные характеристики изготовленных из них слоев.

3.2. Оптические материалы

В голографических установках, предназначенных для исследований с использованием излучения видимой области спектра, подходят обычные оптические материалы. Переход в инфракрасную область требует применения зеркал и линз из веществ, специально подобранных для той или иной части спектра. Для области 10,6 мкм в качестве покрытия для зеркал больше всего подходит медь, коэффициент отражения которой 98,4 %. Высокие коэффициенты отражения также у Pt, Rh, Ag, Au (94—96 %). Хотя Al имеет коэффициент отражения 90 %, однако алюминиевые зеркала иногда применяются⁵⁰. При $r = 0,9$ в большом числе поверхностей общие потери на отражение быстро возрастают. Кроме того, поглощенная в отражающем слое энергия мощного пучка может привести к его повреждению.

Для изготовления линз и окон можно применять кристаллы BaF_2 , PbF_2 , KPS-6 (40 % TlBr , 60 % TlCl) KRS-13 (60 % AgBr , 35 % AgCl) и др. Германий, показатель преломления которого для 10 мкм равен 4, особенно удобен для изготовления светоделительных пластин, расщепляющих пучок на две части примерно равной интенсивности. Для устранения вторичных отражений такие пластины следует делать клиновидными.

Материалы для регистрации ИК голограмм

Материал	Механизм записи	Чувствительность	Разрешение, линий/мм	Литература
Висмутовая пленка	Испарение	0,3	100	43
Желатин	Плавление	0,2	20	44
	Выгорание	2	300	45
Парафин	Плавление	0,4	40	46
Жидкие кристаллы	Фазовый переход	0,1	20	47
Фтирос *)	То же	$5 \cdot 10^{-3}$	500	48
Галогидно-серебряная эмульсия **)	Термический	0,1—0,01	50	49

*) Фтирос — относительно новый регистрирующий материал, разработанный в ФТИ АН СССР, действие которого основано на фазовом переходе, вызываемом нагреванием.

**) Действие основано на увеличении чувствительности фотоэмульсии к видимой части спектра под действием ее нагрева инфракрасным излучением.

Следует иметь в виду, что оптика, используемая для CO_2 -лазеров, может иметь абсолютные погрешности изготовления в 10—15 раз большие, чем допустимые для линз и зеркал, применяемых для видимой части спектра (это обусловлено соответственным различием в длинах волн).

3.3. Источники света

Для получения и восстановления голографических интерферограмм, как правило, используются лазеры, хотя в последнем случае их применение, вообще говоря, необязательно. В зависимости от объекта исследования требования к характеристикам применяемых лазеров различаются очень сильно. Лишь в редких случаях плазма настолько стационарна, что для ее изучения можно использовать лазеры непрерывного действия; как правило, применяются импульсные, причем длительность зондирующего импульса должна быть согласована со скоростью изменений параметров плазмы. Для видимой части спектра в большинстве случаев лучше всего подходят рубиновые или неодимовые лазеры. При медленно меняющихся параметрах плазмы — в режиме свободной генерации, для сильно неустойчивой плазмы — в режиме модулированной добротности. Длительность импульсов ≈ 100 мкс или 10—30 нс соответственно. В последние годы все шире применяют пикосекундные лазеры. Используется излучение на основной частоте, либо его гармоники.

Следует иметь в виду, что пространственная и временная когерентность рубиновых лазеров, работающих в режиме свободной генерации, как правило, недостаточна для получения голографических интерферограмм. Для улучшения их характеристик прибегают к селекции мод. Это же приходится делать и для лазеров на красителях, которые в обычных условиях генерируют широкую спектральную полосу. Относящиеся сюда подробности см в ⁵¹.

Из отечественных лазеров, по-видимому, наиболее удобен ОГМ-20, имеющий характеристики $\lambda = 694,3$ нм, мощность 20 МВт, длительность импульса 20 нс, угловое расхождение излучения $2'$ ⁵². В тех случаях, когда

мощность излучения лазера недостаточна, следует применять оптические усилители, используя ОГМ-20 в качестве задающего генератора.

Для резонансной голографии наиболее удобен жидкостный лазер на красителе. С его помощью можно получить излучение любой длины волны в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра. Мощность и когерентность излучения достаточны для решения ряда задач. Нами с успехом применялся самодельный лазер³², построенный на базе промышленного лазера «Радуга». Для восстановления голограмм, как правило, применяют гелий-неоновый лазер. Практически могут быть использованы любые его модели (например, ЛГ-36, ЛГ-38), так как все они обладают достаточной мощностью и когерентностью. Эти же лазеры обычно входят в комплект любой голографической установки для юстировки ее деталей и установки в целом.

Применение He — Ne-лазеров ($\lambda = 632,8$ нм) для восстановления голограмм, полученных в свете другой длины волны, вносит, разумеется, некоторые масштабные искажения, что иногда нежелательно.

Следует отметить, что для восстановления голограмм газовые лазеры обладают избыточной когерентностью и фактически можно применять источники света, дающие уширенные линии, например ртутные лампы высокого давления, снабженные соответствующим светофильтром. Однако наличие газового лазера в любой лаборатории, занимающейся голографической интерферометрией, делает этот источник особенно удобным для восстановления голограмм.

Для получения инфракрасной голограммы чаще всего используются импульсные CO_2 -лазеры с накачкой поперечным электрическим разрядом (см., например, ⁵³). Основная длина волны генерируемого излучения — 10,6 мкм. Применялся также импульсный HF-лазер с длиной волны 3 мкм⁵⁴.

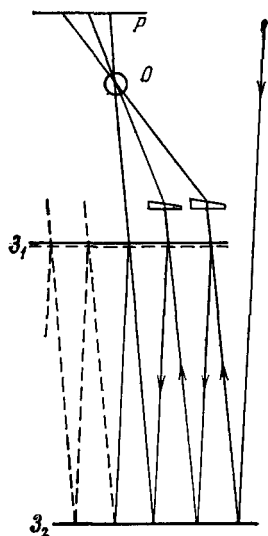


Рис. 9. Световая линия задержки для получения киноголограмм.

Z_1 , Z_2 — зеркала; O — объект; P — голограмма

3.4. Кино голография

Для изучения динамики развития плазмы необходимо получение ряда голограмм или интерферограмм, сдвинутых во времени друг относительно друга. С этой целью был разработан ряд приемов, основанных на задержке во времени импульсов зондирующего излучения^{11, 55}, либо на непрерывной оптической развертке голограмм⁵⁶. В зависимости от характерного времени развития плазмы, применяются различные способы задержки. Для задержек порядка микросекунд применялось несколько синхронизированных лазеров⁵⁷, или лазеры, генерирующие серию гигантских импульсов⁵⁸. Задержки в 10^{-6} — 10^{-9} с удобно получать с помощью оптической линии задержки, предложенной в работах^{59, 60}, в которых используется отражение света от двух разнесенных на известное расстояние зеркал, из которых одно — полупрозрачное (рис. 9).

Качество зеркал должно быть достаточно высоким, так как многократные отражения накапливают влияние дефектов зеркал на искажения волнового фронта.

Для получения киноголограмм этот прием был впервые использован в работах^{7, 55}. Световые линии задержки с другим, несколько более удобным расположением оптических элементов, были независимо предложены и описаны в работах^{61, 62} (подробности см. в ⁶³). Для задержек в 10—100 нс расстояние между зеркалами должно быть несколько метров. Компактная

линия задержки со сферическими зеркалами была предложена в ⁶⁴. Однако очень большое число отражений в такой линии должно приводить не только к сильному ослаблению пучка, но и к существенному искажению волнового фронта. Были разработаны также другие способы получения ряда сдвинутых во времени импульсов, в том числе использование разных участков лазерного кристалла, включаемых последовательно, что позволяет исследовать процессы микросекундной длительности ⁶⁵. С помощью зеркальных линий задержки получались киноголограммы, содержащие 3—7 кадров.

Недостатком такого рода схем является почти неизбежное падение интенсивности пучков по мере увеличения числа отражений, так что последний кадр получает существенно меньше света, чем первый. Этого, вообще говоря, можно избежать, применяя зеркала с меняющимися по поверхности коэффициентами пропускания и отражения. Равномерные по интенсивности световые импульсы можно получить, используя лазер, дающий серию регулярно следующих друг за другом наносекундных импульсов ⁶⁶.

3.5. Стробо голография

Для исследования периодически повторяющихся процессов была предложена стробогоголографическая интерферометрия, примененная, в частности, для исследования газоразрядной плазмы ⁶⁷. С помощью этого метода получается двухэкспозиционная интерферограмма, причем каждая из экспозиций соответствует заданной фазе процесса (например, максимуму разрядного тока и его нулевому значению). В качестве примера опишем установку для исследования плазмы газового разряда. В ней использовался He — Ne-лазер непрерывного действия. Для защиты установки от вибраций она располагалась в подвальном помещении на бетонной плите, отделенной от стола двумя слегка накаченными автомобильными камерами. Все детали установки крепились на рельсе от оптической скамьи, жестко скрепленной с плитой. Даже при длительных экспозициях мы в этих условиях не ощущали помех от вибраций.

В качестве стационарных объектов были выбраны различные типы газоразрядных ламп. Первые опыты проводились с лампой ПРК-4. Схема установки дана на рис. 10. Свет от He — Ne-лазера модулировался диском с отверстиями. Вращение диска было синфазно с импульсами тока, питающего лампу. Экспозиции проводились в моменты пауз и максимумов тока. Изучение голограмм показало, что вызываемое током изменение рефракции приводит к изменению разности хода в центре лампы, меньшему, чем λ . Это соответствует изменению атомной концентрации ртути на оси разряда, меньшему, чем 10 %.

Лампа помещалась внутри кожуха, заполненного гелием, чтобы исключить влияние рефракции от воздушных потоков.

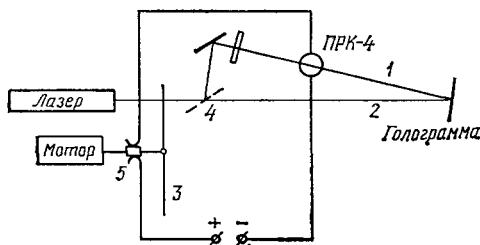


Рис. 10. Стробо голографическое исследование лампы ПРК-4.

1 — предметный пучок; 2 — опорный пучок; 3 — диск-прерыватель; 4 — светоделитель; 5 — прерыватель тока

3.6. Отсчет смещения полос

Интерференционная полоса на двухэкспозиционной голографической интерферограмме — это линия постоянной разности хода, которая внесена фазовым объектом в промежутке между двумя экспозициями. Пример такой интерферограммы показан на рис. 11, б. Найти распределение показателя преломления (точнее, его изменение за время между двумя экспозициями)

очень трудно, так как отсутствуют удобные точки отсчета величины смещения. Положение существенно меняется, если наряду с изменением фазового объекта, между экспозициями несколько изменить направление одного из пучков (опорного или предметного). Поворот опорного пучка на малый угол α приводит к появлению на интерферограмме (в отсутствии изменений фазового объекта) системы прямолинейных интерференционных полос с расстоянием между ними $h = \lambda/2 \sin(\alpha/2)$. Если наряду с наклоном пучка происходит изменение разности хода, вносимой объектом, то это выразится в соответствующем искривлении интерференционных полос (рис. 11, а). Отсчеты введенной объектом разности хода ведутся в ряде точек на неискаженной интерференционной полосе.

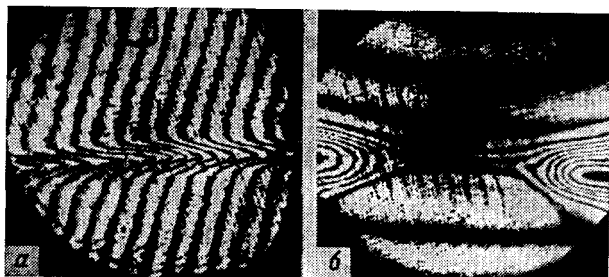


Рис. 11. Интерферограммы: с клином (а) и без клина (б) ⁸⁹

Наклон пучков между экспозициями можно делать изменением положения зеркал или других оптических элементов схемы, но удобнее всего — с помощью тонкого преломляющего клина, вводимого в опорный пучок. В промежутке между экспозициями клин поворачивается ⁷ либо меняется его показатель преломления ⁹. Направление и частоту отсчетных полос можно менять изменением угла поворота, расположением клина и изменением установки ребра клина относительно опорного пучка. Частоту и направление отсчетных полос можно также менять, экспонируя первую и вторую голограммы на разных пластинках. Наложив голограммы друг на друга, путем их незначительных перемещений удастся получить любую частоту и направление отсчетных полос ⁶⁸. Эта методика требует достаточно точного совмещения голограмм, что связано с рядом технических трудностей.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

4.1. Л а з е р н а я и с к р а

Лазерная искра образуется при фокусировании мощного лазерного импульса в воздухе или другом газе. Результаты ее исследования, выполненные разными методами, описаны в ⁶⁹.

Голографическая интерферометрия оказалась средством, позволившим получить наиболее полную информацию об этом интересном явлении. Установка, служившая для двухэкспозиционного голографического исследования лазерной искры в интервале времени 40—200 нс ⁷ (рис. 12), состояла из рубинового лазера 1, добротность которого модулировалась вращающейся призмой. Лазерный пучок проходил через телескопическую систему, образованную линзами 2, 3, в фокусе которых возникала лазерная искра. Поворотная призма направляла коллимированный пучок на линию задержки, образованную сплошным и полупрозрачным зеркалами 4, 5, находящимися на расстоянии 6,3 м друг от друга, что соответствует времени задержки 42 нс. Для получения опорного пучка служил клин 8, имеющий с двух сторон полупрозрачное и сплошное зеркала. Угол и толщина этого клина были

выбраны так, что предметный и опорный пучки сходились в плоскости голограммы 7 под углом $1,5^\circ$. Установленные перед зеркалами диафрагмы ограничивали диаметры пучков. Пленка предохранялась от засветки — излучением лазерной искры и рассеянным светом — стеклянным красным светофильтром. Для получения двухэкспозиционных голограмм при первой экспозиции в пучок вводились фильтры, ослаблявшие излучение лазера ниже

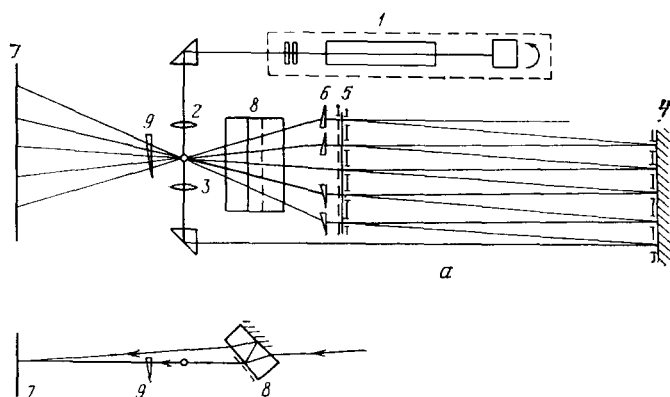


Рис. 12. Схема установки для получения киноголографических интерферограмм лазерной искры.

а — Вид сверху, б — Вид сбоку

порога пробоя. Между первой и второй экспозициями тонкий клин 9 поворачивался на небольшой угол вокруг оси, перпендикулярной плоскости клина. Это приводило к появлению на интерферограмме прямолинейных полос отсчета.

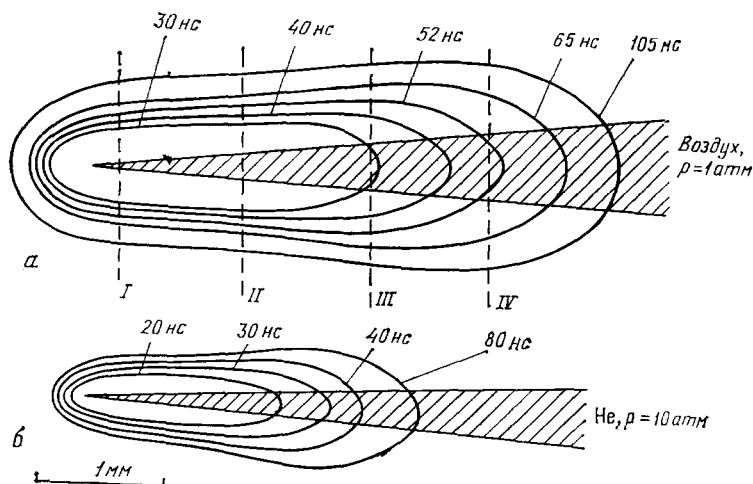


Рис. 13. Форма и размеры лазерной искры

Длительность лазерного импульса составляла около 30 нс. Задний фронт импульса срезался плазмой, образованной им из искры. Но все же его длительность оказалась слишком велика для исследований первых стадий развития искры. Хорошие интерферограммы были получены только спустя 80 нс от начала пробоя (см. рис. 14) ⁷⁰. Хотя по ним можно сделать некоторые заключения о динамике развития лазерной искры, однако для количественной оценки ее параметров необходимо разделить вклад в рефракцию электронной и атомной составляющих. С этой целью дальнейшие исследования

проводились с помощью двухдлиновой ⁷¹⁻⁷⁴, дисперсионной ⁷⁵ и резонансной ^{76, 77} интерферометрии. В этих работах применялась установка со световой линией задержки, аналогичная описанной выше. Источником излучения служил рубиновый лазер ОГМ-20, а также его вторая гармоника. Для резонансной интерферометрии применялся самодельный импульсный

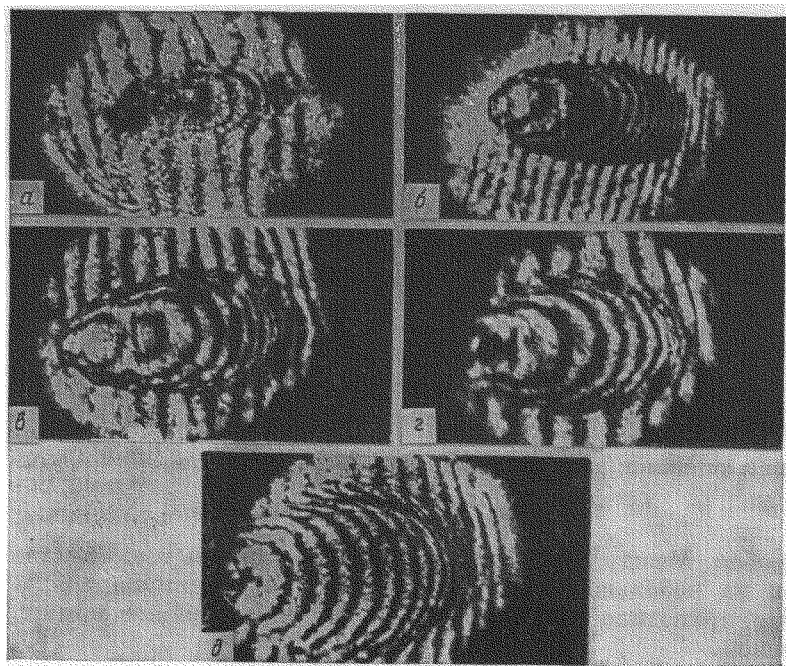


Рис. 14. Интерферограммы лазерной искры.

Времена (в нс) показаны от начала пробоя: 40(а), 80(б), 120(в), 160(г) и 200(д). Снимки а, б и в — д получены при разных вспышках

лазер на красителях. Большинство работ было выполнено для лазерной искры в воздухе, но исследовалась также искра в гелии и водороде при разных давлениях (1—10 атм) ⁷³. На рис. 13 приведено изменение размеров лазерной искры в воздухе (а) и He (б), на рис. 14 — интерферограмма, а на рис. 15 — распределение электронной концентрации в разные моменты времени.

В работе ⁷⁴ была разработана установка для получения двухдлиновых голограмм сфокусированных изображений. Для восстановления голограмм применялась схема, включающая интерферометр Маха — Цандера, которая позволяла путем настройки интерферометра менять частоту и направление полос на интерферограмме ⁷⁸. В этой установке на стадии восстановления с одной двухдлиновой голограммы получились интерферограммы, соответствующие каждой из имеющихся в излучении длин волн, в также дисперсионные интерферограммы. Обработка интерферограмм позволяла получать пространственное распределение концентрации электронов и плотности воздуха в искре. По оценкам авторов погрешность в определении N_e составляла около 4 %. В работе ⁷⁹ поздние стадии развития лазерной искры исследовались с помощью CO_2 -лазера. Применение инфракрасного излучения было обусловлено желанием изучать эту плазму тогда, когда электронная концентрация в ней спала настолько, что исследование с помощью видимого излучения уже было недостаточно чувствительно.

Лазерная искра, включая поздние стадии ее развития, исследовалась также в работах ⁸⁰⁻⁸². Для создания и просвечивания искры в них приме-

нялись два лазера, синхронизированные вращающейся призмой, модулировавшей добротность обоих лазеров. Просвечивающий лазер генерировал два импульса, отстоящие на 200 нс друг от друга. Первый импульс излучался до возникновения пробоя, второй — после. Так что за одну лазерную вспышку получалась двухэкспозиционная голограмма. Двухимпульсный лазер для исследования лазерной искры в гелии использовался также в работе⁸³. По интерферограммам, полученным в разные моменты времени, были получены распределения электронной концентрации.

В работе⁷⁶ метод резонансной интерферометрии с использованием лазера на красителе с перестраиваемой частотой был применен для определения концентрации возбужденных атомов водорода в лазерной искре. Получены интерферограммы лазерной искры в свете излучения, близкого к линии H_{α} . Проведены оценки чувствительности резонансной интерферометрии с учетом конечной ширины линии поглощения. Для увеличения точности измерения дисперсии плазмы использован метод муарового наложения интерферограмм, полученных с помощью излучения с двумя длинами волн. Измерена концентрация электронов $\approx (2-6) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и концентрация атомов водорода на втором энергетическом уровне $((4-6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3})$ в плазме лазерной искры при исходном давлении водорода 3 и 7 атм для моментов времени 1–2 мкс после пробоя.

Резонансное поглощение лазера на красителе с длиной волны излучения, совпадающей с длиной волны линии H_{α} , позволило получить теневые проекции лазерной искры в водороде и детально исследовать развитие ударной волны, вызванной лазерной искрой, в широком интервале давлений⁷⁷. Результаты эксперимента оказались в хорошем согласии с теорией точечного взрыва.

4.2. Л а з е р н ы й ф а к е л

Аналогичная лазерной искре, но обычно более плотная плазма образуется при воздействии сфокусированного лазерного излучения на твердую мишень. Исследование такой плазмы проводилось разными методами, в том числе и методом голографической интерферометрии^{29, 30, 84-88}.

В работах^{29, 87} описана установка и результаты исследования методом резонансной голографии лазерного факела на калиевой мишени. Для получения трехдлинноволновых голограмм использовалось основное излучение рубинового лазера, его вторая гармоника и вынужденное комбинационное рассеяние основного излучения в нитробензоле. Длина волны этого излучения ($\lambda = 865,8 \text{ нм}$) всего на 0,7 нм отстоит от длины волны резонансной линии К1. Это позволило повысить чувствительность определения концентрации атомов калия на два порядка по сравнению с чувствительностью, которая может быть получена при применении излучения, далекого от линии поглощения. Наличие трехдлинноволновых голограмм позволило отдельно определить концентрацию электронов, атомов калия и молекул воздуха. На рис. 16 эти данные приведены для времени 115 нс от момента пробоя.

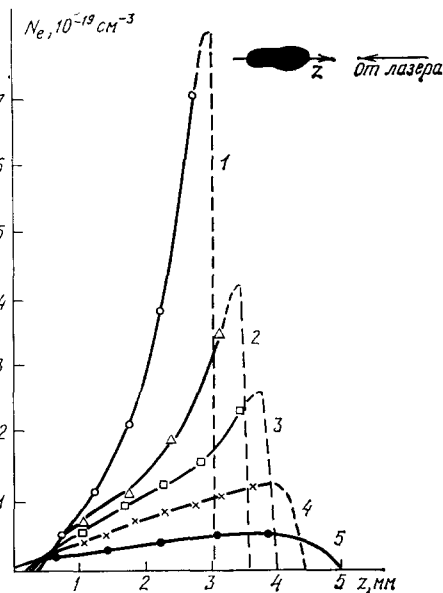


Рис. 15. Распределение концентрации электронов в разные моменты времени ($P = 1 \text{ атм}$)

Минимально обнаружимая величина lN в этих условиях оценена в $\approx 10^{14}$ см $^{-2}$.

Определение концентрации атомов лития, выполненное в работе⁸⁸, велось методом резонансной интерферометрии с применением лазера на красителе. Установка содержала два лазера — на неодимовом стекле, излу-

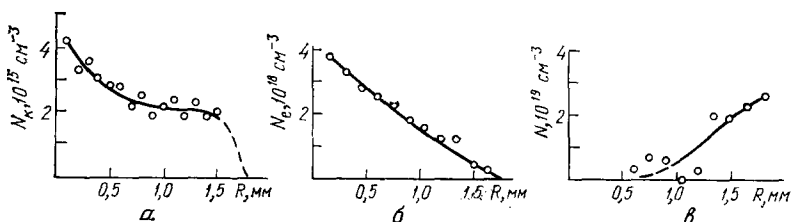


Рис. 16. Радиальное распределение концентрации по сечению факела ($\tau_{\text{зад}} = 115$ нс)³³.

а — Атомы калия. б — Электроны. в — Молекулы воздуха

ние которого фокусировалось на сплав Pb — Li и создавало факел, а также рубиновый лазер, применявшийся для получения голограмм. Неодимовый и рубиновый лазеры модулировались одной вращающейся призмой так, что

импульсы, даваемые обоими лазерами, можно было, изменяя положение модулирующей призмы относительно лазеров, раздвигать на интервал времени в пределах 0,3—2,5 мкс.

Вторая гармоника рубинового лазера накачивала кювету с раствором красителя, установленную в резонаторе, селективирующем излучение по длинам волн. Краситель генерировал одиночную линию, шириной 0,05 нм, положение которой можно было менять относительно линий поглощения лития (LiI $\lambda = 670,77$ и $670,79$ нм), чтобы чувствительность измерения N_{Li} была максимальна.

Для получения интерферогамм использовалось как излучение лазера на красителе, так и основное излучение рубинового лазера. На рис. 17 приведены данные о концентрации атомов лития вдоль оси лазерного пучка для разных моментов времени от момента образования факела⁸⁸.

Для каждой области изменения концентраций подбиралась соответствующая величина ($\lambda - \lambda_0$), λ — длина волны линии зондирующего лазера,

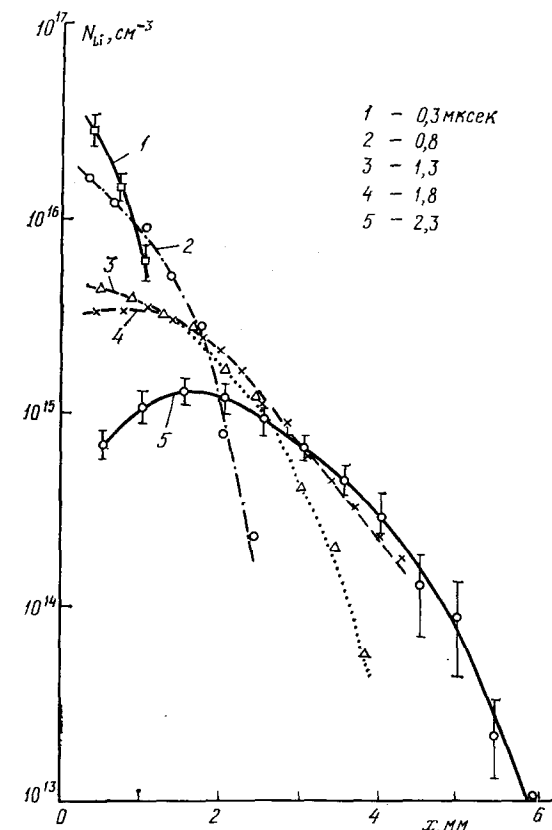


Рис. 17. Концентрация атомов лития на разных расстояниях от мишени.

$\tau_{\text{зад}}$ (мкс) = 0,3 (1), 0,8 (2), 1,3 (3), 1,8 (4), 2,3 (5)

λ_0 — длина волны резонансной линии лития. Это обеспечило возможность охватить интервал концентраций $N_{\text{Li}} 10^{13}$ — 10^{17} см $^{-3}$. Следует отметить, что на расстоянии 2—3 мм от мишени концентрация атомов лития остается почти постоянной за все время наблюдения.

Резонансная голография применялась также для определения концентрации ионов BaII в плазме, генерируемой излучением CO₂-лазера, сфокусированного на бариевой мишени, помещенной в вакуумную камеру⁸⁹. Интерферограммы получались с помощью импульсного лазера на красителе, узкая полоса излучения которого выбиралась вблизи резонансной линии BaII $\lambda = 454,4$ нм. Концентрацию ионов бария можно было измерять при значениях ниже $5 \cdot 10^{13}$ см⁻³. В этой работе была повторно открыта резонансная голография, известная по крайней мере за 5—7 лет до нее (см., например, ²⁹⁻³⁰).

В последние годы особый интерес приобрели исследования плазмы, связанные с работами по лазерному термоядерному синтезу. Здесь приходится иметь дело с характерными параметрами плазмы: линейные размеры 10—100 мкм, электронная плотность $\approx 10^{21}$ — 10^{22} см⁻³, скорости разлета — 10^6 — 10^7 см·с⁻¹, время ≈ 10 пс.

Оптические исследования плазмы с такими параметрами требуют чрезвычайно тонкой техники и стали возможными только после появления пикосекундных лазеров. Этому вопросу посвящено много работ (см., например, ⁹⁰). Здесь мы ограничимся, разумеется, лишь теми, в которых основным методом является голографическая интерферометрия.

Плазма, возникающая вблизи поверхности алюминия при воздействии на нее импульсов неодимового лазера пикосекундной длительности, изучалась в работе⁸⁶. Зондирующее излучение — вторая гармоника этого же лазера. В работе достигнуто чрезвычайно высокое временное разрешение $\approx 7 \cdot 10^{-12}$ с.

Позднее, в ряде работ⁹¹⁻⁹⁶, техника исследований непрерывно совершенствовалась, и некоторые их результаты приводятся ниже. Как правило, плазма нужных параметров образуется при воздействии импульса неодимового лазера мощностью несколько ТВт при длительности 100 пс на сферическую мишень размером около 100 мкм⁹⁴. Образующаяся плазма имеет в первые моменты своего развития электронную плотность более 10^{22} см⁻³, между тем как критическая плотность, выше которой излучение для $\lambda = 1,06$ мкм не проникает в плазму — $1,0 \cdot 10^{21}$ см⁻³. Для другой длины волны

$$N_{e \text{ крит}} = 1,0 \cdot 10^{21} \left[\frac{1,06 \text{ мкм}}{\lambda \text{ (мкм)}} \right]^2.$$

Таким образом, для перехода в область больших плотностей следует уменьшать длину волны зондирующего излучения.

Вначале это делалось путем удвоения частоты ($\lambda = 503$ нм) в нелинейном кристалле, затем путем ее утроения ($\lambda = 353$ нм)⁹². В более поздних работах применялась четвертая гармоника неодимового лазера, которая получалась последовательным удвоением основной частоты неодимового лазера в кристаллах KDP и ADP⁹⁴.

В качестве примера приведем данные об экспериментах, выполненных в этой работе. Мишенью служили стеклянные сферы диаметром 41 мкм, которые облучались лазерным импульсом ($\lambda = 1,06$ мкм, $\tau = 30$ пс). Небольшая часть энергии импульса светоделителем 1 (рис. 18) отделялась от основного пучка и после прохождения кристаллов KDP и ADP и светофильтра 2, пропускающего только ультрафиолетовое зондирующее излучение, проходила через плазму. (Длительность зондирующего импульса была менее 15 пс.) Плазма создавалась в вакуумной камере 3, снабженной кварцевыми окнами и линзами.

Для получения голограмм служил голографический микроинтерферометр, схема которого приведена на рис. 19. До прохождения через камеру зондирующий пучок расщеплялся кварцевой призмой 1 на два близких по интенсивности пучка, которые шли по симметричным путям. Предметный пучок расширялся микрообъективом 2, а опорный — линзой 3. Голограмма фотографировалась в плоскости Р. Интерферограммы получали методом

двух экспозиций. Для получения хороших голограмм необходима очень точная фокусировка микрообъектива. Ошибка фокусировки в 40 мкм приводит к существенному изменению числа полос на интерферограмме.

Этот вопрос более детально изучался в работах ^{97, 98}. В первой из них изучено влияние фокусировки на результат определения N_e (в пределах $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в плазме, образующейся под действием сфокусирован-

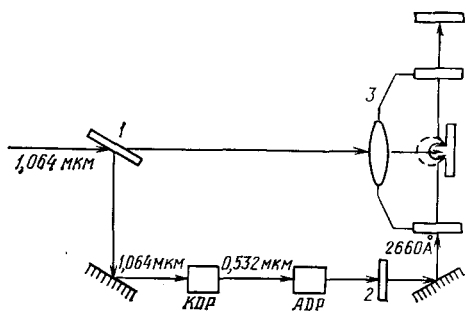


Рис. 18. Ультрафиолетовая интерферометрия плазмы

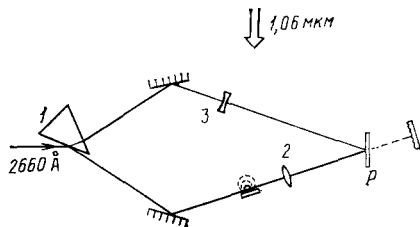


Рис. 19. Ультрафиолетовый голографический микроинтерферометр

ного излучения неодимового лазера на плоский торец угольной нити диаметром 10 мкм (мощность лазера 100 ГВт, $\tau \approx 20$ пс, освещенность мишени $3 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$). Зондирующий пучок получается с помощью четвертой гармоники этого же излучения (энергия пучка ≈ 10 мДж, $\tau \approx 10 - 15$ пс). Микрообъектив отображал плазму в плоскость голограммы. Таким образом, в этих, как и в описанных выше работах, получались голограммы сфокусированных изображений. Было показано, что для правильных измерений N_e погрешность фокусировки микроинтерферометра не должна превышать 5 мкм. Погрешность в 40 мкм дает более чем двукратное отклонение от действительного значения N_e . Это обстоятельство позволило авторам работы ⁹⁸ предложить новый способ голографического определения электронной концентрации вблизи ее критических значений. При этом лучи, падая на плазму под некоторым углом к ее поверхности, испытывают значительное отклонение, которое приводит к смещению интерференционных полос на восстановленной интерферограмме.

Это позволяет, изменяя на стадии восстановления голограммы фокусировку изображения плазмы и измеряя расстояния между кольцами при разной фокусировке, получить радиальное распределение N_e . Интересно, что такой метод, в отличие от обычного интерференционно-голографического, не требует обработки интерферограммы по Абелю.

В работе приведены результаты измерений N_e в области $(1 - 3) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ в интервале расстояний от центра 5—20 мкм. Измерения были выполнены как обычным, так и новым методом, и находятся в очень хорошем согласии между собой.

4.3. Нейтральный токовый слой

Интерес к исследованию нейтрального токового слоя, образующегося в плазме вблизи нулевой линии магнитного поля, связан, главным образом, с космической плазмой. Такого рода слои формируются в сильноточном разряде, помещенном в магнитном поле специально подобранной конфигурации. Ряд голографических исследований этого явления, проведенных на установке ТС-3, позволил не только наглядно визуализировать нейтральный слой, но и произвести измерения распределения электронной концентрации по двум осям, перпендикулярным направлению тока.

Диаметр разрядной камеры установки — 10 см, расстояние между электродами около 80 см. Сила разрядного тока достигает 50 кА. Очевидно, что

на установке с такими параметрами применение других интерферометрических методов, кроме голографии, практически нереально. В первой работе⁹⁹ измерения проводились методом двух-экспозиционной голографической интерферометрии.

За каждый импульс тока через камеру получалась одна интерферограмма, и недостаточная воспроизводимость разрядных импульсов не давала возможности следить за динамикой развития токового слоя. Поэтому в последующих работах¹⁰⁰⁻¹⁰² была создана пятикадровая киноголографическая установка, схема которой приведена на рис. 20. Она отличается от описанной в работе⁹⁹ однопроводной системы тем, что расширенный телескопической системой 2 пучок 1, идущий от лазера ОГМ-20, после прохождения линии задержки 3, системы полупрозрачных зеркал 4 и телескопической системы 5, расширявшей пучки до диаметра 7 см (диаметр окна разрядной камеры), давал пять совмещенных пучков, задержанных друг относительно друга на 60 нс. Эти пучки проходили по оси камеры 6, сжимались телескопической системой 7 до диаметра ≈ 20 мм и попадали на прозрачную дифракционную

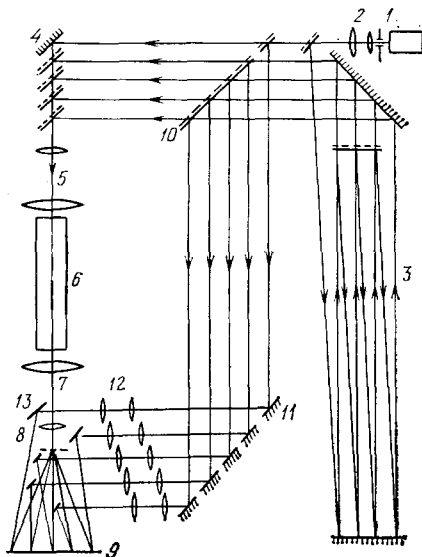


Рис. 20. Сокращенная схема киноголографической установки (см. 102)

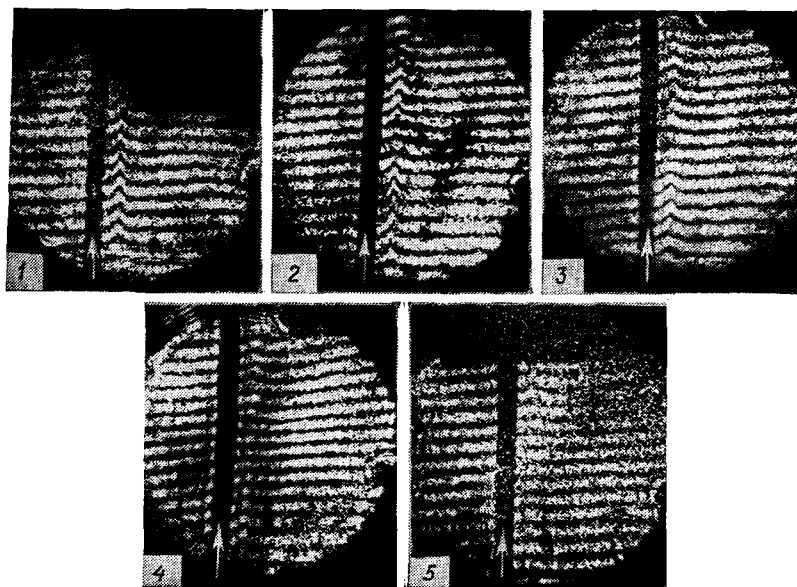


Рис. 21. Пятикадровая серия интерферограмм, полученных через 1,5 мкс после начала разряда (стрелки указывают тени от зонда)

решетку 8 (150 штрихов/мм), расщеплявшую совмещенный пучок на 5 частей, идущих под углами дифракции решетки друг к другу (0-, ± 1 - и ± 2 -порядки). Эти пучки давали в плоскости голограммы 9 пять разделенных изображений. До прохождения плазмы задержанные линией 3 лазерные пучки

полупрозрачным зеркалом 10 направлялись на зеркала 11 и после прохождения телескопических систем 12 каждый пучок своим зеркалом из группы зеркал 13 совмещался с одним из изображений в плоскости голограммы.

Интерферировали только те пучки, которые прошли одинаковые по длине участки линии задержки.

Таким образом, каждая из пяти голограмм получала дополнительную некогерентную засветку от четырех предметных пучков, задержка которых была отлична от задержки опорного пучка. На этой установке были получены пятикадровые интерферограммы (рис. 21). Интервал времени между двумя кадрами — 60 нс, длительность лазерного импульса — 30 нс. Определенное по 1, 3 и 5 интерферограммам двумерное распределение концентрации электронов поперек оси разряда показано на рис. 22. При всех измерениях концентрация электронов вдоль оси разряда принималась постоянной.

4.4. z- и θ -пинчи

Голографические исследования плазмы больших установок, относящихся к работам по термоядерному синтезу, проводились в ряде работ советских¹⁰³⁻¹⁰⁵ и зарубежных исследователей^{9, 106-110}. В работах^{103, 104} исследовался θ -пинч в разрядной камере длиной около 1 м при диаметре зондирующего пучка 10 см. Применялся одномодовый рубиновый лазер (длина когерентности излучения

Рис. 22. Распределение электронной концентрации, полученное по интерферограммам рис. 21 (интерферограммы 1, 3 и 5)

≈ 1 м) с электроакустическим модулятором добротности, включение которого можно было согласовать с нужной стадией разряда. В работах^{103, 109} изучался θ -пинч длиной три метра. Здесь также осуществлялась модуляция рубинового лазера с помощью электрооптического затвора, синхронизированного с определенной фазой разряда. Для получения киноголограмм поздних стадий плазма просвечивалась с помощью трех лазеров, моменты излучения которых сдвигались на 2 мкс друг относительно друга. С помощью системы полупрозрачных зеркал предметные пучки от всех трех лазеров проходили через камеру по одному и тому же пути вдоль ее оси. После выхода из камеры устанавливалась дифракционная решетка, разделявшая прошедший пучок на 3 (0- и ± 1 -порядки), которые давали три пространственно разделенных интерферограммы, соответствующие разным стадиям разряда.

Использование двух синхронизированных лазеров применялось уже в первых работах по исследованию θ -пинча на установке «Спилла»^{106, 107}. В этих работах были получены очень хорошие голограммы сфокусированных изображений с использованием матового стекла в качестве рассеивателя. В отличие от большинства других работ, в которых для создания прямолинейных отсчетных полос на интерферограммах в промежутке между экспозициями поворачивался клин, либо наклонялось одно из зеркал, что изменяло угол между опорным и предметным пучками, в работах^{106, 107} с этой целью была установлена в предметные пучки призматическая кювета, заполненная SF_6 . Изменение давления газа, либо замена SF_6 воздухом, приводили к нужному изменению наклона пучка.

Позднее голографическая интерферометрия для определения электрон-

ной концентрации в разных стадиях θ -пинча применялась в работе ¹¹⁰. Плазма просвечивалась поперек оси разряда неодимовым лазером на иттрий-алюминиевом гранате (длительность импульса — 5 нс). В результате обработки по Абелю голографических интерферограмм получалось радиальное распределение N_e . В момент максимального сжатия диаметр плазменного шнура составил ≈ 2 мм, а плотность на оси разряда $N_e = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

4.5. Плазма импульсных ламп

Импульсные лампы, предназначенные для оптической накачки твердотельных и жидкостных лазеров и других целей, исследовались методами голографической интерферометрии в работе ⁸. Кварцевая трубка таких ламп содержит много свилей и других неоднородностей, что требует для их исследования применения лазеров с хорошей пространственной и временной когерентностью. В работе ⁸ применялся моноимпульсный рубиновый лазер. Селекция поперечных мод осуществлялась с помощью диафрагмы, введенной внутрь резонатора. Однако при этом энергия пучка уменьшалась настолько, что засветка голограммы собственным излучением плазмы существенно ухудшала качество интерферограмм, так что количественные изменения по ним были затруднены. Интерферограммы лучшего качества были получены в работах ¹¹¹⁻¹¹², в которых для просвечивания плазмы применялось излучение одномодового рубинового лазера, пропущенное через оптический усилитель. Для подавления засветки голограмм излучением лампы фотопластинка закрывалась интерференционным фильтром с узкой полосой пропускания вблизи $\lambda = 694,3$ нм. Несмотря на это, паразитное излучение лампы заметно ухудшало качество голограммы. На положение интерференционных полос при исследовании таких ламп известное влияние оказывают деформации стенок ламп в период импульса, вызываемые как ударной волной, так и тепловыми деформациями.

4.6. Плазма CO_2 -лазеров

Одна из причин, сдерживающих развитие инфракрасной голографии, связана с недостаточно высокой когерентностью излучения импульсных CO_2 -лазеров. Это обусловлено неоднородностями их активной среды. Они возникают в результате неравномерного нагревания газа импульсным разрядом

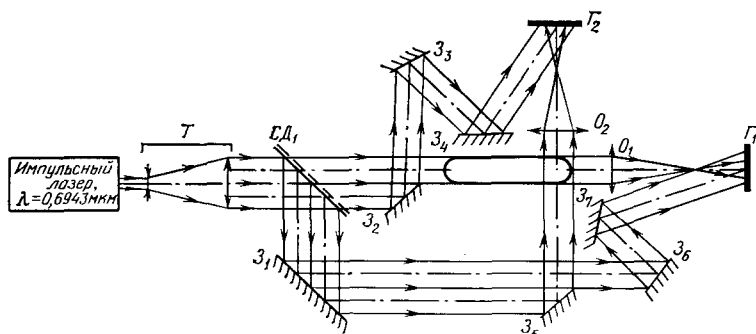


Рис. 23. Установка для исследования CO_2 -лазеров

и имеют различную величину и структуру в зависимости от устройства разрядной трубки, электродов, давления газа, скорости прокачки и т. п.

Наиболее полную информацию о характере этих неоднородностей и путях их уменьшения, можно получить методами голографической интерферометрии, которые были использованы для этой цели в серии работ ¹¹³⁻¹¹⁹. Было установлено, что показатель преломления плазмы CO_2 -лазеров целиком опре-

деляется показателем преломления рабочего газа, а электронная составляющая плазмы вносит в него пренебрежимо малую добавку. Это же относится к большинству плазменных объектов, которые будут рассмотрены ниже.

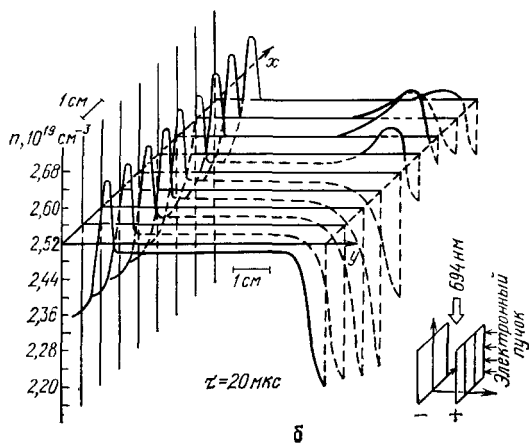
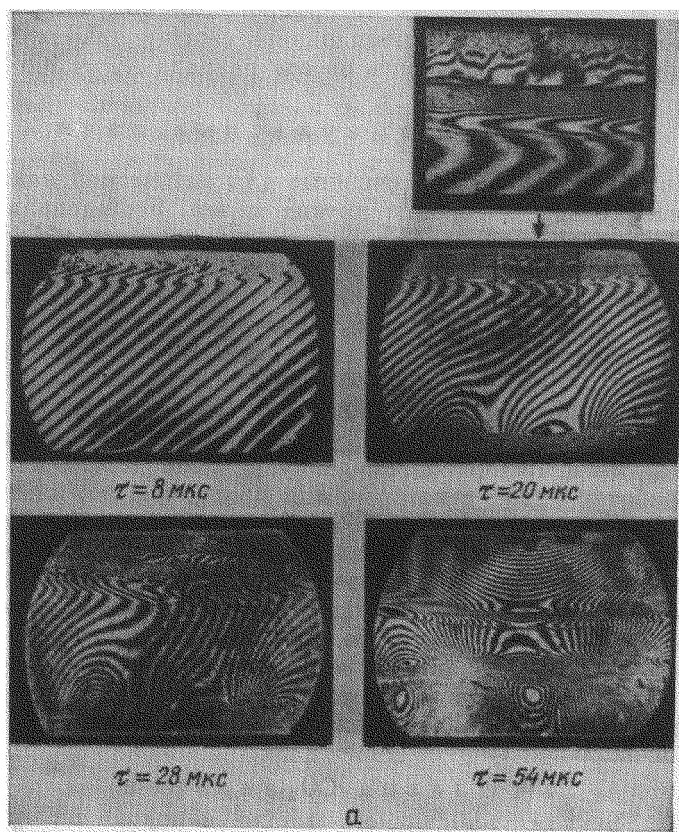


Рис. 24. а — Интерферограммы разряда в CO_2 -лазере; увеличенная приэлектродная область выделена в правом верхнем углу. б — Распределение плотности газа в CO_2 -лазере

Установка для интерференционного голографического исследования CO_2 -лазеров, описанная в ¹¹³⁻¹¹⁵, имела несколько модификаций. Схема одной из них приведена на рис. 23. Пучок света от рубинового лазера (энергия излучения $\approx 0,01$ Дж, длительность импульса ≈ 40 нс, длина когерентности $L \gg$

≥ 3 м) расширялся телескопом T и направлялся на светоделительное зеркало $СД_1$. Отраженный от него пучок зеркалом $З_1$ поворачивался и делился по сечению зеркалами $З_5$ и $З_6$. Зеркало $З_7$ поворачивало часть пучка, которая служила опорным пучком для голограммы G_1 . Другая часть этого же пучка просвечивала CO_2 -лазер в направлении, перпендикулярном оси разряда, и являлась предметным пучком для голограммы G_2 . Почти симметричная система зеркал $З_2, З_3, З_4$ давала опорный пучок для голограммы G_2 и предметный для голограммы G_1 .

На рис. 24, а показана одна из серий интерферограмм, а на рис. 24, б рассчитанное для момента 20 мкс пространственное распределение плотности газовой смеси ¹¹⁴. Была также изучена динамика распространения ударных волн, нагревание газа, мелкомасштабные флуктуации плотности вблизи электродов и т. п. Эти работы дали возможность подбирать оптимальные условия для получения наиболее когерентного излучения импульсных CO_2 -лазеров.

4.7. Плазмотроны

В первой работе по исследованию плазмотронов изучалась струя плазмы, генерируемой в плазмотроне постоянного тока с вихревой стабилизацией мощностью 3 кВт ($I = 25$ А, $U = 120$ В). Применялась двухдлиноволновая голография, для чего использовалось излучение рубинового лазера и его вторая гармоника. В результате обработки интерферограмм оказалось, что $N_e < 10^{17}$ см⁻³ и сдвиги полос обусловлены только уменьшением плотности газа в области плазмы ¹²⁰. В работе ¹²¹ импульсный плазмотрон исследовался в реальном времени. С этой целью одна из двух голограмм, служащих для образования интерферограммы (при неработающем плазмотроне), фотографировалась на фотопластинке, которая проявлялась и фиксировалась на месте ее получения с тем, чтобы не сместить образованное на ней изображение. Голограммы плазмы получались с помощью рубинового лазера, работавшего в многомодовом режиме с длительностью каждого импульса ≈ 1 мкс.

Таким образом, в плоскости проявленной голограммы получался ряд голограмм плазмы. Полученная в результате наложения этих голограмм интерферограмма плазменной струи фотографировалась сверхскоростной фотокамерой, работавшей в режиме луны времени. Время между двумя кадрами измерялось по расстоянию их друг от друга и составляло десятки мкс. Аналогичная методика с использованием электронно-оптического преобразователя применялась для исследования искрового пробоя ¹²².

Детальное исследование поведения струи плазмотрона выполнено в ¹²³. Голографический интерферометр, примененный в этой работе, позволял вести исследование методом двух экспозиций и в реальном времени. Были изучены условия перехода ламинарного течения струи в турбулентное. По сдвигам интерференционных полос, пользуясь известными зависимостями рефракции азота (рабочий газ плазмотрона) от температуры, удалось найти распределение температуры по радиусу плазменной струи и ее пульсации для разных режимов работы плазмотрона.

Голографическая двухдлиноволновая интерферометрия применялась также для исследования плазмы лазерного плазмотрона — стационарной плазмы, образующейся под действием непрерывного излучения мощного CO_2 -лазера ¹²⁴. Определялось распределение электронной концентрации в плазме, образованной лазером мощностью 6,2 кВт в N_2 при атмосферном давлении ¹²⁵.

Лазерный плазмотрон исследовался также в работе ¹²⁶, в которой изучалось радиальное распределение температуры плазмы, образованной в аргоне. В наиболее горячей центральной части температура определялась спектроскопическим, а в более холодной — голографическим методом. С помощью последнего измерялось распределение рефракции, от которого расчетным путем можно было перейти к температуре разных участков плазмы.

При исследовании плазменных струй применялся также импульсный HF-лазер. Линии излучения этого лазера лежат вблизи $\lambda = 3$ мкм. Использование CO_2 -лазера в данном случае не подходило, так как его излучение (10,6 мкм) поглощается кварцевыми стенками сосуда⁵⁴.

4.8. Взрывающиеся проводники

При пропускании мощного импульса тока через тонкий проводник он взрывается, образуя плазму, исследование которой велось различными методами, в том числе и методом голографической интерферометрии. В работе¹²⁷

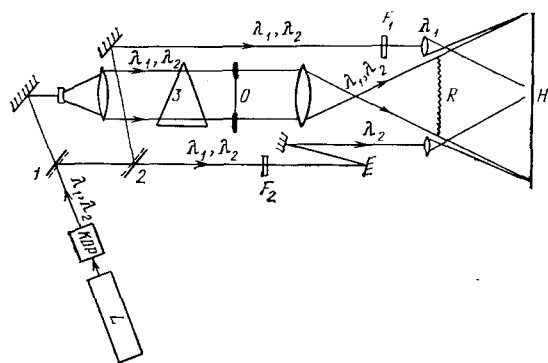


Рис. 25. Установка для исследования плазмы взрывающихся проводников

с этой целью была применена оригинальная методика получения двухдлинноволновых голограмм. Идея ее ясна из рис. 25, на котором приведена оптическая схема установки. Свет от импульсного рубинового лазера и его второй гармоники (λ_1 и λ_2) расщеплялся полупрозрачным зеркалом 1 на два пучка, один из которых использовался для создания предметного пучка, проходившего через плазму, создаваемую проволокой O. Другой расщеплялся светоделителем 2 на два опорных пучка, из которых светофильтры F_1 и F_2 выделяли излучение λ_1 и λ_2 соответственно. Эти два пучка освещали два различных участка голограммы H. Предметный пучок через рассеиватель R освещал всю голограмму H.

Таким образом, в плоскости H одновременно регистрировались две голограммы, образованные излучением с длинами волн λ_1 и λ_2 .

В предметном пучке помещалась газовая призма 3, меняя давление в которой можно было получить прямолинейные отсчетные полосы. Совместная обработка интерферограмм позволила получить отдельно рефракцию атомного и электронного газов. Аналогичные исследования были выполнены в работах¹²⁸.

4.9. Электрические дуги и другие разряды

Сильноточная дуга исследовалась в работах^{129,130}. Голограммы получались обычным двухэкспозиционным методом. В предметном пучке была расположена камера с газовым потоком, в котором между двумя электродами горела мощная дуга (сила тока 1850 А). Узкополосный интерференционный фильтр при достаточном удалении голограммы от дуги дал возможность полностью подавить помехи, создаваемые ее излучением. Полученные интерферограммы позволили измерить радиальное распределение температуры в дуге.

Асимметричная плазма аргоновой каскадной дуги, находящейся в магнитном поле, изучалась в работе¹³¹. С этой целью 7 лазерных пучков, лежащих в плоскости, перпендикулярной оси разряда и наклоненных друг к другу под углом 15° , просвечивали столб разряда. Все они получались путем деления одного, расходящегося в пределах 90° , лазерного пучка. Обработывая 7 голографических интерферограмм, можно было получить распределение показателя преломления, а от него перейти к распределению температур вокруг оси разряда.

Электрический пробой воздуха исследовался киноголографическим методом в работе ¹³².

В работе ¹³³ исследовался разряд конденсатора (30 кВ, 0,04 мкФ). Двух-экспозиционные голограммы получались при прохождении зондирующего луча рубинового лазера вдоль оси разрядного канала, иницированного излучением импульсного CO₂-лазера. Разряд осуществлялся через 5 мкс после окончания лазерного импульса, а момент прохождения зондирующего импульса мог выбираться спустя 30—70 мкс после начала разряда. Опыты производились при разрядах в He, Ag и других газах. Изучалось образование и распространение ударных волн и другие газодинамические явления в канале разряда.

Плазма самостоятельного и несамостоятельного разряда в слабоионизированных молекулярных газах (аргона и смеси CO₂ — N₂ — He) исследовалась интерференционно-голографическим методом в работах ^{134–136}. Разряд носил импульсно-периодический характер. Изучалось распространение ударных волн, развитие стримеров, температурное поле и распределение поля скоростей в потоке газа, а также характер и размеры газодинамических возмущений. Все эти работы так же, как и работы ^{113–119}, велись для исследования процессов, протекающих в плазме CO₂-лазеров.

Низковольтный импульсный дуговой разряд в парах цезия ($p = 1$ торр, $I = 50$ А) исследовался в работе ¹³⁷. Используя резонансную голографию с применением лазера на красителе, генерирующего линию, отстоящую на 0,06—0,1 нм от коротковолновой составляющей дублета главной серии (CsI $\lambda = 455,5$ нм), было получено радиальное распределение концентраций атомов и ионов цезия при разных плотностях тока дуги.

В работах ^{138,139} был предложен и реализован новый способ резонансной голографии, примененный для определения концентрации атомов кальция в плазме полого катода. С этой целью использовался изотопный сдвиг между линиями ⁴⁰CaI и ⁴⁸CaI, который для резонансной линии CaI $\lambda = 422,7$ нм составляет 0,05 см⁻¹ или (0,01 Å). Измерялась концентрация атомов в полном катоде, содержащем кальций естественного изотопного состава 97% ⁴⁰Ca. Вторая газоразрядная трубка с полым катодом содержала кальций, обогащенный тяжелым изотопом (68% ⁴⁸Ca, 30% ⁴⁰Ca). Излучение этой трубки (охлаждаемой жидким азотом) просвечивало плазму разряда в парах ⁴⁰Ca, и в плоскости широкой щели спектрографа давала голографическую интерферограмму. В фокальной плоскости прибора получался ряд интерферограмм, соответствующих разным линиям, излучаемым полым катодом, но использовалась одна из них — соответствующая резонансной. Очень узкие линии в поглощающей и излучающей плазме обусловили то, что чувствительность определения атомной концентрации была значительно выше, чем в других работах ($Nfl \approx 2 \cdot 10^{11}$ см⁻² вместо примерно $3 \cdot 10^{12}$ см⁻², как это следует из графика рис. 5, для которого Nfl рассчитывалось при максимальном приближении к центру линии на 0,1 Å). Условия в полном катоде дают возможность подойти к λ_0 по крайней мере в десять раз ближе, чем в плазмах, исследованных в других работах по резонансной голографии. Таким образом, достигнутые низкие концентрации находятся в соответствии с расчетом, сделанным в работах ^{31,32}, и описанными выше опытами (см., например, ^{32,33}).

Применение спектрального разложения дает принципиальную возможность в предложенном методе одновременно измерять концентрации атомов нескольких элементов, применяя многоэлементные полые катоды с разным изотопным составом. Пока эта возможность реализована не была.

Тлеющий разряд в ксеноне при давлении в несколько торр исследовался в работе ¹⁴⁰. По голографическим интерферограммам было получено радиальное распределение температуры в столбе разряда.

Автор очень признателен Г. В. Островской и Ю. И. Островскому за полезные обсуждения, а также за предоставление ряда рисунков, фотографий и других материалов.

После того, как статья была отправлена в редакцию, появился ряд работ А. М. Прохорова, Н. В. Карлова и их сотрудников, в которых методом голографической интерферометрии были изучены оптические разряды как в чистых газах, так и вблизи твердых мишеней¹⁴¹⁻¹⁴⁵.

Разряды возбуждались мощными CO_2 -лазерами при давлениях 5—100 мм рт. ст. аргона и гелия¹⁴². По голографическим интерферограммам определялись скорости распространения ударной волны, волны ионизации и другие газодинамические процессы.

В опытах с фокусировкой излучения на твердой мишени (Al)¹⁴⁴ применялся лазер с нестабильным резонатором. Сферическое зеркало давало пятно фокусировки, имевшее форму кольца, причем плотность мощности в разных опытах составляла 1—16 ГВт·см⁻². Максимальная энергия, падавшая на мишень, 400 Дж.

Для получения интерферограмм во всех работах использовали рубиновый лазер ОГМ-20, импульс которого синхронизировался с точностью до 20 нс с импульсом CO_2 -лазера, длительностью по полувысоте ≈ 100 нс.

Прекрасные голографические интерферограммы позволили измерить радиальное распределение электронной плотности в ряде сечений образованного трубчатого плазменного сгустка (длина ≈ 2 см, диаметр $\approx 0,5$ см) и проследить за процессом его схлопывания.

Факел, образованный излучением CO_2 -лазера на медной мишени, исследовали аналогичным методом в работе¹⁴⁶.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР, Ленинград

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В. Голографическая интерферометрия.— М.: Наука, 1977.
2. Вест Ч. Голографическая интерферометрия/Пер. с англ. под ред. Ю. И. Островского.— М.: Мир, 1982.
3. Шуман В., Дюба М. Анализ деформаций непрозрачных объектов методом голографической интерферометрии/Пер. с англ. под ред. М. М. Бутусова, Ю. И. Островского.— Л.: Машиностроение, 1983.
4. Голографическая интерферометрия фазовых объектов/Под ред. Г. И. Мишина.— Л.: Наука, 1979.
5. Wernicke G., Osten W. Holografische Interferometrie.— Leipzig: VEB Fachbuchverlag, 1982.
6. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография/Пер. с англ. Под ред. Ю. И. Островского.— М.: Мир, 1973.
7. Kakos A., Ostrovskaya G. V., Ostrovsky Yu. I., Zaidel A. N.//Phys. Lett. 1966. V. 23. P. 81.
8. Ashcheulov Yu. V., Dymnikov A. D., Ostrovsky Yu. I., Zaidel A. N.//Ibidem. Ser. A. V. 24. P. 61.
9. Jahoda F. C., Jeffries R. A., Sawyer G. A.//Appl. Opt. 1967. V. 6. P. 1407.
10. Jahoda F. S.//8th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases.— Vienna, 1967.— P. 508.
11. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И.//ЖТФ. 1968. Т. 38. С. 1403.
12. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И.//Тр. ГОИ. 1975. Т. 42. С. 23.
13. Зайдель А. Н., Островская Г. В. Лазерные методы исследования плазмы.— Л.: Наука, 1977.
14. Ostrovskaya G. V., Ostrovsky Yu. I.//Progr. Opt. 1985. V. 22. P. 197.
15. Березин А. Б., Комиссарова И. И., Островская Г. В. и др.//ЖТФ. 1982. Т. 52. С. 1432.
16. Урсу И., Апостол Д., Апостол И. и др.//Ibidem. С. 1432.
17. а) Комиссарова И. И., Ostrovskaya G. V., Ostrovsky Yu. I. et al.//XVII Intern. Conference on Ionized Gases.— Budapest, 1985.— P. 1099.

- б) Багрянский П. А., Бакшеев А. А., Балкин В. С. //Сборник докладов III Всесоюзного совещания по диагностике высокотемпературной плазмы.— Дубна: ОИЯИ, 1983.— С. 129.
- в) Горбунов Ю. М., Злотников Д. М., Знаменская И. А. //Ibidem.
18. Ostrovskaya G. V. //Transactions of Intern. Conference and School «Lasers and Applications».— Bucharest, 1982.— P. 302.
19. Ostrovskaya G. V. //3rd Intern. Conference on Infrared Physics: Proceedings.— Zürich, 1984.— P. 133.
20. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы.— М., Атомиздат, 1977.— С. 21.
21. Fridrich O. M., Weigl F., Dougal A. A. //IEEE. J. Quantum Electron. 1969. V. QE-5. P. 360.
22. Weigl F., Fridrich O. M., Dougal A. A. //Ibidem. V. QE-6. P. 41.
23. Комиссарова И. И., Островская Г. В., Филиппов В. Н., Шедова Е. Н. //ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 251.
24. Brungdahl O., Lohmann A. W. //JOSA. 1968. V. 58. P. 141.
25. Мустафин К. С., Селезнев В. А., Штырков Е. И. //Опт. и спектр. 1970. Т. 28. С. 1186.
26. Matsumoto K., Takashima M. //JOSA. 1970. V. 60. P. 30.
27. Белозеров А. Ф., Мустафин К. С., Садыкова А. И. и др. //Опт. и спектр. 1970. Т. 29. С. 384.
28. Белозеров А. Ф., Березкин А. Н., Мустафина Л. Т. и др. //Физические исследования прозрачных неоднородностей.— М.: МДНТП. 1977.— С. 45.
29. Dreiden G. V., Ostrovsky Yu. I., Shedova E. N., Zaidel A. N. //Opt. Commun. 1971. V. 4. P. 209.
30. Дрейден Г. В., Зайдель А. Н., Островский Ю. И., Шедова Е. Н. //ЖТФ, 1973. Т. 43. С. 1537.
31. Measures B. M. //Appl. Opt. 1970. V. 9. P. 737.
32. Дрейден Г. В., Зайдель А. Н., Островская Г. В. и др. //Физ. плазмы. 1975. Т. 1. С. 462.
33. Дрейден Г. В., Шедова Е. Н. //Оптическая голография/Под ред. Ю. Н. Денисюка, Ю. И. Островского.— Л.: Наука, 1975.— С. 71.
34. Alfer R. A., Wite D. R. //Phys. Fluids. 1958. V. 1. P. 452; 1959. V. 2. P. 153, 162.
35. Meier R. W. //JOSA. 1966. V. 56. P. 219.
36. Островская Г. В., Островский Ю. И. //ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 2419.
37. Комиссарова И. И., Островская Г. В. //Труды I Всесоюзной конференции по голографии. Проблемы голографии.— М., 1973. Вып. III.— С. 50.
38. Алум Х. П., Ковальчук Ю. В., Островская Г. В. //Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 1359; Ас. 864942 (1981); //Бюл. изобрет. 1983. № 35. С. 274.
39. Norf F. A., Tomito A., Al-Jumaily G. //Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 38.
40. Алум Х. П., Ковальчук Ю. В., Островская Г. В. //ЖТФ. 1984. Т. 54. С. 896.
41. Nobis D., Vest C. M. //Appl. Opt. 1978. V. 17. P. 2198.
42. Комиссарова И. И., Островская Г. В., Филиппов В. Н., Шедова Е. Н. //ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 251.
43. Forman P. R., Humpries S., Peterson K. W. //Appl. Phys. Lett. 1973. V. 22. P. 537.
44. Därr A., Decker G., Röhr H. //Zs. Phys. 1971. Bd 248. S. 121.
45. Braun W. //Phys. Lett. Ser. A. 1974. V. 47. P. 144; Zs. Phys. 1975. Bd 20. S. 195.
46. Decker G., Harold H., Röhr H. //Appl. Phys. Lett. 1972. V. 20. P. 490.
47. Forman P. R., Jahoda F. C., Peterson R. W. //Appl. Opt. 1972. V. 20. P. 477.
48. Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А., Штейнгольц З. И. //Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 76.
49. Naor D., Flusberg A., Itzkan I. //Appl. Opt. 1981. V. 20. P. 2574.
50. Урсу И., Апостол Д., Апостол И. и др. //ЖТФ. 1982. Т. 52. С. 1432.
51. Лазеры на красителях/Под ред. Ф. П. Шефера. Пер. с англ. под ред. Л. Д. Деркачевой.— М.: Мир, 1976.
52. Белостоцкий Б. Г., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники.— М.: Сов. радио, 1972.
53. Duley W. W. //CO₂-Lasers' Effects and Applications.— Lnd.; N.Y.: Academic Press, 1976.
54. Kristal R. //Appl. Opt. 1975. V. 14. P. 628.
55. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И., Челидзе Т. Я. //ЖТФ. 1966. Т. 36. С. 2208.
56. Tanner L. H. //J. Sci. Instrum. 1966. V. 41. P. 81.
57. Thomas R. S., Harder C. R., Quinn W. E., Siemon R. E. //Phys. Fluids. 1972. V. 15. P. 1658.
58. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н. и др. //ЖТФ. 1969. Т. 39. С. 122.

59. Островский Ю. И. А.с. 179188. 1963//Бюл. изобрет. 1970. № 14; Опт. и спектр. 1966. Т. 21. С. 620.
60. Tschudi T., Yamana C., Sasaki T. et al.//J. Phys. Ser. D. 1978. V. 11. P. 177.
61. Krokhin O. N.//Laser Handbook.— Amsterdam: North-Holland, 1970. Secs 5, 7.
62. Басов Н. Г., Грибков В. А., Крохин О. Н., Склизов Г. В.//ЖТФ. 1968. Т. 54. С. 1973.
63. Склизов Г. В. Применение лазеров для сверхскоростного исследования быстропротекающих процессов: Препринт ФИАН СССР № 29.— Москва, 1970.
64. Herriot R. D., Schuller H. J.//Appl. Opt. 1965. V. 4. P. 583.
65. Смирнов А. Г., Смирнов В. Г., Стаселько Д. И. Препринт НИИЭФА Т-0171.— Ленинград, 1972.
66. Ellis A. T., Fournay M. E.//Proc. IEEE. 1963. V. 51. P. 942 (Cor.)
67. Zaidel A. N., Ostrovsky Yu. I.//¹⁰.
68. Gates J. W.//Nature. 1968. V. 220. P. 473.
69. Островская Г. В., Зайдель А. Н.//УФН. 1973. Т. 111. С. 579.
70. Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л.//ЖТФ, 1968. Т. 38. С. 1369.
71. Komissarova I. I., Ostrovskaya G. V., Scharipov L. L., Zaidel A. N.//Phys. Lett. 1969. V. 29A. P. 262.
72. Зайдель А. Н., Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л. Голографирование лазерной искры с помощью основной частоты и второй гармоники рубинового лазера: Препринт ФТИ АН СССР № 182.— Ленинград, 1969.
73. Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л. Голографическое исследование лазерной искры в воздухе: Препринт ФТИ АН СССР № 226.— Ленинград, 1969.
74. Игнатов А. Б., Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л.//ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 701.
75. Комиссарова И. И., Островская Г. В.//ЖТФ. 1978. Т. 48. С. 2062.
76. Алум Х. П., Ковальчук Ю. В., Островская Г. В.//ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 1618.
77. Островская Г. В., Победоносцева Н. А.//ЖТФ. 1975. Т. 43. С. 1234.
78. Ковальчук Ю. В., Комиссарова И. И., Островская Г. В.//ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 2637.
79. См. ²⁶.
80. Barchudarov E. M., Berezovskii V. K., Tchelidze T. Ya.//J. de Phys. Colloq. 1979. T. 40. P. C7-869.
81. Buges J. C., Plet A., Termeaud A.//C.R. Ac. Sci. 1968. T. 267. P. 1271.
82. Robin J. L., Buges J. C., Rouzard P. et al.//Proc. of 9th Intern. Conference on Phenomena of Ionized Gases.— Bucharest, 1969.
83. Guenther Pendelton W. K., Smith C. et al.//JOSA. 1971. V. 61. P. 688; Optics and Laser Techn. 1973. V. 5. P. 20.
84. Giulietti A., Giulietti D., Luchesi M., Vasselli I.//Opt. Commun. 1983. V. 47. P. 131.
85. Sied R.//Phys. Lett. Ser. A. 1969. V. 30. P. 103; Zs. Naturforsch. 1970. Bd 25. S. 488.
86. Ашмарин И. И., Быковский Ю. А., Дегтяренко Н. Н. и др.//ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 2369.
87. Belland R., DeMichelis C., Mattioli M.//Opt. Commun. 1971. V. 3. P. 7.
88. См. ³⁰.
89. Дрейден Г. В., Островская Г. В., Победоносцева Н. А., Филиппов В. Н.//Письма ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 106.
90. Koorman D. R., Sibeneck H. J., Jellison G., Niessen W. G.//Rev. Sci. Instrum. 1978. V. 49. P. 254.
91. Лукьянов С. Ю., Щеглов Д. А., Голант В. Е., Петров М. П., Заверьев В. С., Ковальский Н. Г. Диагностика термоядерной плазмы.— М.: Энергоатомиздат, 1985.
92. Olsen J. N., Mendel C. W.//J. Appl. Phys. 1975. V. 46. P. 4407.
93. Attwood D. T., Coleman L. W.//Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. P. 408a; 1975. V. 26. P. 616.
94. Sweeney D. W., Attwood D. T., Coleman L. W.//Appl. Opt. 1976. V. 15. P. 1126.
95. Attwood D. T.//IEEE J. Quantum Electron. 1978. V. QE-14. P. 909.
96. Attwood D. T., Pierce E. L., Sweeney D. W. et al.//Picosecond Phenomena/Eds C. V. Shank et al.— Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1978.— P. 293.
97. Pierce E. L.//Appl. Opt. 1980. V. 19. P. 952.

97. Burgess M. D. J., Gillman G. B., Luther-Davis B.//J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 1787.
98. Tallents C. J., Burgess M. D. J., Luther-Davis B.//Opt. Commun. 1983. V. 44. P. 384.
99. Дрейден Г. В., Зайдель А. Н., Марков В. С. и др.//Письма ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 141.
100. Дрейден Г. В., Кирий Н. П., Марков В. С. и др.//Физ. плазмы. 1977. Т. 3. С. 111.
101. Дрейден Г. В., Марков В. С., Островская Г. В. и др.//Ibidem. 1978. Т. 4. С. 14.
102. Дрейден Г. В., Комиссарова И. И., Марков В. С. и др.//ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 1850; Исследования пространственно-временных изменений конденсаций электронов при быстрой перестройке структуры магнитного поля токового слоя: Препринт ФИАН СССР № 35.— Москва, 1980.
103. Смирнов А. Г.//Оптическая голография и ее применение.— Л.: ЛДНТП, 1974.— С. 45.
104. Дубовой Л. Г., Смирнов А. Г., Смирнов В. Г. и др.//Ibidem.— С. 47.
105. Брыскин В. В., Смирнов А. Г.//Ibidem.— С. 50.
106. Jachoda F. C.//In¹⁰.— P. 509.
107. Bernard A., Buges J. C., Jolics A. et al.//4th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics.— Rome, 1970.— P. 52.
108. Gribble F., Quinn W. E., Siemon R. B.//Phys. Fluids. 1971. V. 14. P. 2042.
109. Thomas K. S., Harder C. R., Quinn W. E. et al.//Ibidem. 1972. V. 15. P. 1658.
110. Finken K. H., Askerman U.//J. Phys. Ser. D. 1983. V. 16. P. 773.
111. Никашин В. А., Рукман Г. Я., Сахаров В. В. и др.//ТВТ. 1969. Т. 7. С. 1198.
112. Гинзбург В. М., Степанов Б. М., Филенко Ю. И.//Радиотехн. и электрон. 1972. Т. 17. С. 2219.
113. Бурцев В. А., Кондаков А. А., Поногин В. П.//ЖТФ. 1978. Т. 48. С. 712.
114. Burtsev V. A., Zelenov L. A., Kondakov A. A. et al.//J. de Phys. Colloq. 1979. T. 40. P. C7-387.
115. Бурцев В. А., Зеленов Л. А., Кондаков А. А. и др.//Труды 3-й Всесоюзной конференции по голографии.— Ульяновск, 1978.— С. 143.
116. Sutter L. V., Baily P. K., Wakalopoulos G. et al.//Appl. Opt. 1979. V. 18. P. 2835.
117. Бурцев В. А., Кондаков А. А., Курунов Р. Ф. и др. Экспериментальное исследование неустойчивости несамостоятельного разряда: Препринт НИИЭФА № П-К-0481.— Ленинград, 1980.
118. Зеленов Л. А., Камарудин Н. А., Курунов Р. Ф. и др. Исследование развития самостоятельного разряда в молекулярных газах методами голографической интерферометрии: Препринт НИИЭФА П-К-0598.— Ленинград, 1982.
119. Зеленов Л. А., Курунов Р. Ф., Раткевич В. К. и др. Экспериментальное исследование газодинамических процессов в объемном несамостоятельном разряде методом голографической интерферометрии: Препринт НИИЭФА П-К-0481.— Ленинград, 1980.
120. Бурмаков А. П., Островская Г. В.//ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 660.
121. Бурмаков А. П., Лабуда А. А., Лутковский В. М.//ИФЖ. 1975. Т. 29. С. 499.
122. Jachoda F. C.//Appl. Phys. Lett. 1969. V. 14. P. 341.
123. Бурмаков А. П., Шашков А. Г. Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики.— Новосибирск: Наука, 1977.— С. 216.
124. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов.— М.: Наука, 1974.
125. Radley R. J., Jr.//Phys. Fluids. 1975. V. 18. P. 175.
126. Герасименко М. В., Корлов Г. И.//Физика плазмы.— М.: Энергоатомиздат, 1983. Т. 9. С. 1269.
127. Jeffries E. A.//Phys. Fluids. 1970. V. 13. P. 110.
128. Антонов Е. А., Гнатюк Л. Н., Степанов Б. И. и др.//ТВТ. 1972. Т. 10. С. 1210; ПТЭ. 1972. № 3. С. 212.
129. Когальшатц У.//In¹²³.— С. 193.
130. Inaichen B., Kogelschatz U., Däudliker R.//Appl. Opt. 1973. V. 12. P. 2554.
131. Blass J.//XVI Intern. Conference on Ionized Gases.— Dusseldorf, 1983.— P. 422.
132. Filenko Y. I., Stepanov B. M., Ushakov D. S.//J. de Phys. Colloq. 1979. T. 40. P. C7-873.
133. Horton L., Gilgenbach R. M.//Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 1010.
134. Burtsev V. A., Zelenov L. A., Kamarudin N. A. et al.//¹³¹.— P. 144.

135. Burtsev V. A., Kondakov A. A., Kurunov R. F. et al.//XV Intern. Conference on Ionized Gases.— Minsk, 1981.
136. Zelenov L. A., Kurunov R. F., Ratkevich V. K., Smirnov V. G.// 131. Р. 144.
137. Мирзабеков А. М., Митрофанов Н. К., Островский Ю. И., Шедова Е. Н.//Опт. и спектр. 1981. Т. 51. С. 2038.
138. Жиглинский А. Г., Кунд Г. Г., Морозов А. О.//Ibidem. Т. 46. С. 1196.
139. Жиглинский А. Г., Морозов А. О., Самохин А. Н. и др.//Физические основы голографии — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1981.— С. 74.
140. Мустафин К. С., Протасевич В. И., Ржевская В. Н.//Опт. и спектр. 1971. Т. 30. С. 106.
141. Дацкевич Н. П., Карлов Н. В., Кононов Н. Н. и др.//Кр. сообщ. по физ. (ФИАН СССР). 1984. № 3. С. 52.
142. Дацкевич Н. П., Карлов Н. В., Кононов Н. Н. и др.//Физ. плазмы. 1984. Т. 10. С. 762.
143. Дацкевич Н. П., Карлов Н. В., Кононов Н. Н. и др.//Квант. электрон. 1984. Т. 11. С. 853.
144. Дацкевич Н. П., Карлов Н. В., Кононов Н. Н. и др.//Ibidem. 1985. Т. 12. С. 2029.
145. Токер Г. Р. Импульсная двухэкспозиционная голографическая интерферометрия CO₂-лазерной плазмы: Препринт ИОФАН СССР № 257.— Москва. 1985.
146. Бархударов Э. М., Гелашвили Г. В., Гумберидзе Г. Г. и др.//Физ. плазмы. 1984. Т. 10. С. 757.