

УДК 539.12+539.107.3

## МЕЗООПТИКА И МЕТОДИКА ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

*Л. М. Сороко*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре рассмотрены современные методы решения проблемы глубины резкости в трековых камерах, в частности, в ядерной фотоэмульсии. В первой половине обзора изложена сущность методов решения указанной проблемы с использованием: голограмм волнового поля, голограмм интенсивности и объективов с кольцевой апертурой. Вторая половина обзора посвящена мезооптике и мезооптическим изображающим системам. Описаны мезооптический фурье-микроскоп для ядерной фотоэмульсии, мезооптические микроскопы для вертикальных следов частиц, а также мезооптический конденсор, функционирующий по принципу томографии. Приведены результаты экспериментов на макетах некоторых из указанных систем. Обзор заканчивается кратким сопоставлением преимуществ и недостатков рассмотренных методов. Отмечено, что мезооптику целесообразно использовать при считывании информации с голограмм следов частиц, в традиционных системах просмотра и обмера фотографий, полученных в трековых камерах с магнитным полем, а также в фоторегистраторах вместо традиционного объектива.

The up-to-date techniques of solving the problem of the depth of focus in the particle track chambers including nuclear research emulsion are treated in this review article. In the first part of the review the principles of the approaches to the solution of this problem are presented. They involve the use of the wave field hologram, the intensity hologram and the optical objective with a circular aperture. The second part of the review is devoted to mesooptics and to the mesooptical imaging systems. The mesooptical Fourier-Transform microscope for nuclear research emulsion, the mesooptical microscopes for vertical particle tracks and the mesooptical condenser working by the principle of tomography are described. The results of some experiments made with the mock-up systems of these apparatus are presented. The review is ended by the short comparison of advantages and shortcomings of the presented approaches. It is pointed out that mesooptics can be reasonably used for reading out the information from the hologram, in the traditional systems of viewing and measuring the photographs produced in the track chamber with a magnetic fields as well as in the photographic systems of the track chamber in place of the classical photographic objective.

### ВВЕДЕНИЕ

В трековых детекторах, используемых в физике частиц высоких энергий, издавна существовала проблема получения высокого пространственного разрешения в объеме, размеры которого во много раз больше глубины резкости классической изображающей оптики. Эта проблема обострилась после того, как стали изучать свойства

элементарных частиц с очень коротким временем жизни,  $10^{-13}$  —  $10^{-15}$  с. Возможности экспериментальной установки стали определяться тем, каково ее абсолютное, а не относительное пространственное разрешение. Прогресс был достигнут после того, как функция наблюдения вершины ядерного взаимодействия была отделена от функции измерения кинематических параметров вторичных частиц. Возникла методика гибридных экспериментов с использованием вершинного детектора и внешнего спектрометра вторичных частиц. В качестве вершинного детектора использовались миниатюрные быстроциклирующие пузырьковые или стримерные камеры, полупроводниковые детекторы или ядерная фотоэмульсия.

И все же проблема глубины резкости осталась нерешенной. Для наблюдения короткоживущих элементарных частиц в пузырьковых камерах требовалось пространственное разрешение около 10 мкм. Классическая изображающая оптика позволяла получить такое разрешение только на глубине около 1 мм. Это было в 100 раз меньше глубины миниатюрной трековой камеры. Пространственное разрешение в ядерной фотоэмульсии составляет 0,5 мкм, чему соответствует глубина резкости в 3 мкм или в 70 раз меньше полной толщины слоя ядерной фотоэмульсии в 200 мкм. Так как плотность полезных событий в ядерной фотоэмульсии мала, а фон зерен серебра вуали очень велик, то здесь невозможно использовать оптику с малым пространственным разрешением для общего обзора большого объема ядерной фотоэмульсии. Поэтому основное время затрачивается на трудоемкий поиск полезных событий.

Поиск решения проблемы глубины резкости в технике трековых и эмульсионных камер вели в различных направлениях. Здесь были использованы: 1) голограммы волнового поля при освещении объема трековой камеры когерентным пучком света от лазера; 2) голограммы интенсивности при частично когерентном освещении; 3) объективы с кольцевой апертурой и 4) мезооптические изображающие системы.

В обзоре изложена сущность указанных четырех подходов к решению проблемы глубины резкости в трековых детекторах, а также сопоставлены возможности и ограничения предложенных методов. Мезооптике отведена значительная часть обзора. Это связано с тем, что мезооптика позволяет решить проблему глубины резкости в ядерной фотоэмульсии и дает быстроедействие при отборе полезных следов частиц и ядерных взаимодействий, которое на много выше быстрогодействия традиционного оптического микроскопа. В обзоре описаны мезооптический фурье-микроскоп для ядерной фотоэмульсии, мезооптические микроскопы для вертикальных следов частиц, а также мезооптический конденсор, функционирующий по принципу, заимствованному из реконструктивной томографии. Показано, каким образом мезооптику можно использовать для считывания информации с голограмм, а также в традиционных системах просмотра и обмена фотографий, полученных в трековых камерах с магнитным полем.

## 1. ГОЛОГРАММА ВОЛНОВОГО ПОЛЯ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ОСВЕЩЕНИИ

Стадия получения голограмм. В экспериментах [1, 2] впервые было показано, что голографию можно использовать для регистрации треков частиц с пузырьками диаметром 60 мкм. При этом достигались две цели: увеличивалась глубина резкости и повышалась допустимая загрузка пузырьковой камеры частицами пучка. Первоначально наиболее эффективной считали голограмму Лейта с разделенными опорным и предметным пучками когерентного света [3, 4]. Однако позднее было установлено, что для регистрации точечноподобных элементов трека частицы можно использовать две [5] или одну голограмму Габора [6]. Современная схема освещения трековой камеры коллимированным пучком света выглядит совсем просто [7] (рис. 1).

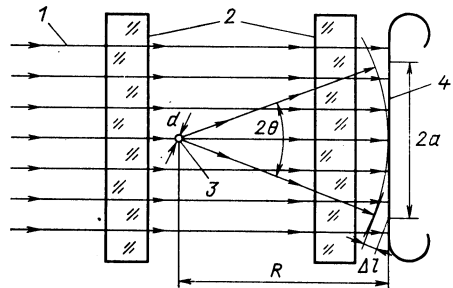


Рис. 1. Принципиальная схема получения голограммы Габора:  
1 — коллимированный пучок света от лазера; 2 — оптические окна трековой камеры; 3 — пузырек, 4 — фотопленка для получения голограмм

Коллимированный пучок света от лазера просвечивает объем трековой камеры, имеющей два оптических окна, и попадает непосредственно на фотопленку. Чтобы зарегистрировать на голограмме элемент трека диаметром  $d$ , поперечный размер голограммы  $2a$  должен быть выбран из условия

$$d \leq 1,22\lambda R/2a, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны света, а  $R$  — расстояние от элемента трека до голограммы. Условие (1) необходимо выполнить для того, чтобы на голограмму попадала основная часть света, дифрагированного на самом удаленном элементе трека частицы. Разность хода между лучом света, рассеянным на угол  $\theta \sim 0,6\lambda/d$ , и лучом света, не испытывавшим дифракционного рассеяния, равна для самого удаленного элемента трека частицы

$$\Delta l \approx \frac{R}{12} \left( \frac{\lambda}{d} \right)^2. \quad (2)$$

Длина когерентности света  $L$  не должна быть меньше  $\Delta l$ . Из (2) видно, что чем крупнее элемент трека частицы, тем меньше требуемая длина когерентности света  $L$ . Если  $d = 10$  мкм,  $\lambda = 0,5$  мкм, то при  $L = 2$  мм голограмма Габора дает глубину резкости  $\Delta z \approx 10$  м (!). Однако размер голограммы должен быть равен  $2a \cong 50$  см.

Чтобы уменьшить размеры фотопленки для регистрации голограммы, используют голограмму сфокусированных изображений [8—10]. На рис. 2 дана схема получения голограммы сфокусированных изображений [11] по схеме Лейта. Метод голографии сфокусированных изображений позволяет оценивать положение элемента трека диаметром 10 мкм с погрешностью 2,5 мкм в плоскости голограммы и 30 мкм по глубине [11].

Систематические исследования условий получения голограмм в быстроциклирующей пузырьковой камере с тяжелой жидкостью [12, 13] подтвердили, что голография надежно регистрирует пузырьки в жидкости диаметром 6 мкм на расстоянии от центра камеры до

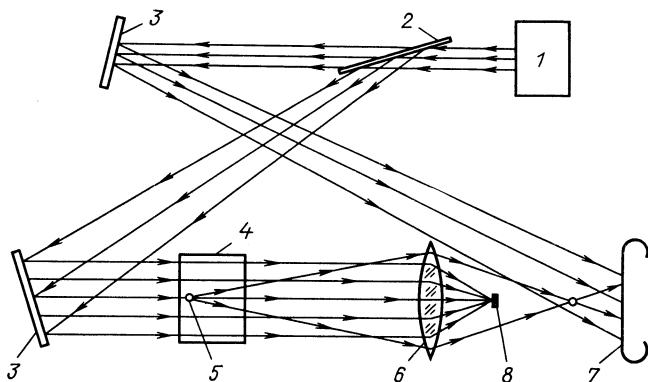


Рис. 2. Принципиальная схема получения двухлучевой голограммы Лейта сфокусированных изображений в масштабе  $M = l_1/l_2$ :

1—лазер; 2—светоделитель; 3—плоские зеркала; 4—объем камеры; 5—пузырек; 6—изображающая линза; 7—фотопластика для получения голограммы; 8—фильтр прямого пучка света

голограммы, равном 8 см. Восстановленное изображение трека первичной заряженной частицы с минимальной ионизацией содержит 100—120 пузырьков на длине трека 1 см. Цикличность достигает 10 Гц. Одновременно было обнаружено, что турбулентность в жидкости на стадиях роста и схлопывания пузырьков вносит искажения, которые удалось частично уменьшить путем перехода в режим «горячей» камеры. Разрешение 10 мкм было получено также в малой камере Вильсона размером  $7,5 \times 7,5 \times 7$  см при помощи голограммы Габора [14]. Цикличность камеры равнялась 20 с.

В [15] было показано, что на пути получения методом голографии еще более высокого пространственного разрешения возникают ограничения, обусловленные аберрациями в оптических окнах пузырьковых камер на стадии получения голограммы, а также аналогичными эффектами на стадии восстановления [16].

Драматически развивались исследования по применению голографии в стримерных камерах. Сначала фотографирование стриме-

ров вели путем регистрации тенеграмм стримеров в проходящем свете от лазера [17]. Это позволило отказаться от усилителей света [18]. В [19] были получены первые голограммы Лейта в разрядной гелиевой камере при давлении 1 атм. Угол между опорным и предметным пучками света составлял  $30^\circ$ . Восстановленное изображение трека частицы, полученное методом двух экспозиций, состояло из 3—4 элементов на длине 1 см, размеры элемента трека частицы равнялись 0,5—2 мм в длину и 0,5—2 мм в диаметре. В последующих работах стали регистрировать тенеграмму с одним пучком света [20]. Было получено 2000 тенеграмм следов протонов с энергией 1 ГэВ и ядерных взаимодействий. Размеры стримера равнялись 0,38 мм в направлении, перпендикулярном электрическому полю, и 2,5 мм вдоль поля. Это был важный шаг вперед по сравнению с методом прямого фотографирования стримеров по их свечению, когда размеры стримера составляли соответственно 1,5 и 6,2 мм. Причина такого различия была вызвана тем, что в методе прямого фотографирования самосветящихся стримеров наблюдатель видит «фотосферу» стримера, в то время как при внешнем освещении видна только сердцевина стримера (кери) с максимальной оптической неоднородностью [21]. Прогресс в степени пространственной локализации стримера составил 4 : 1 [24]. В [21—23] было показано, что разность между коэффициентами преломления света в стримере  $n$  и в окружающем газе  $n_0$  составляет  $\Delta n = n_0 - n \approx 0,5 \cdot 10^{-4}$  при атмосферном давлении газа в электрическом поле 40 кВ/см, когда диаметр шейки стримера равен 0,5 мм. Структура тенеграммы стримера зависит от интервала времени  $\Delta t$  между началом разряда и моментом регистрации. При  $\Delta t > 400 \div 500$  нс от стримера отрывается ударная волна [25].

Впервые голографическая регистрация следов электронов в водородной стримерной камере выполнена в работе [26]. Диаметр рабочего объема камеры равнялся 25 см, высота 7 см. Использовался режим самошунтирования [29, 30] без введения локализирующих добавок [27, 28, 31].

В действующей стримерной камере с магнитным полем, имеющей доступ только с одного направления, нельзя было использовать схему формирования голограммы [26], например схему Гобора с прямым просвечиванием рабочего объема камеры или систему формирования голограмм сфокусированных изображений. Поэтому был разработан стереоскопический метод с использованием сферического зеркала и двойным прохождением света через объем камеры [32]. Для компенсации астигматизма в систему освещения была введена цилиндрическая линза [33]. Требуемая глубина резкости фоторегистратора была в 2 раза больше истинной глубины рабочего объема камеры. Так как поперечные размеры стримеров равнялись 0,15 мм [34], то на глубине рабочего объема камеры 150 мм не возникло острой проблемы глубины резкости. В результате адекватного применения в стримерных камерах голография не получила. Об этом свидетельствуют также результаты работ [35, 36].

В гелий-неоновой камере при давлении 24 атм [35] было получено пространственное разрешение 50 мкм при фотографировании стримеров через усилитель яркости. В гелиевой камере при давлении 8 атм [36] пространственное разрешение составляло 20—30 мкм на глубине камеры 23 мм. Рабочий объем камеры просвечивался сходящимся пучком света, а стримеры фотографировались по схеме с темным полем. Диаметр стримера равнялся 55 мкм. Такая схема является весьма эффективной, так как требуемая мощность источника света в 5 раз меньше, чем в голографии. Однако если размер стримера уменьшить до 15 мкм, а глубина стримерной камеры составит 200 мм, то перед физиками возникнет такая же проблема глубины резкости, как в миниатюрных пузырьковых камерах. Ниже мы рассмотрим другие альтернативы решения проблемы глубины резкости, не связанные с регистрацией голограммы волнового поля при когерентном освещении.

**Стадия восстановления.** Схема наблюдения действительного изображения треков частиц, зарегистрированных на голограмме Габора (см. рис. 1), приведена на рис. 3. Чтобы просмотреть весь объем тре-

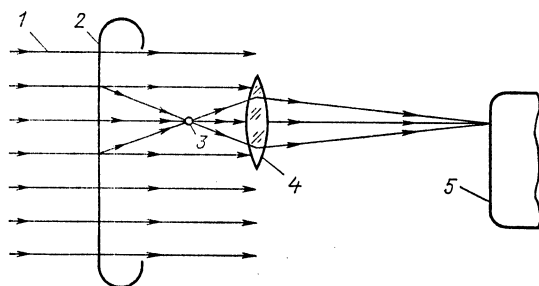


Рис. 3. Схема восстановления изображений для голограммы Габора:

1 — коллимированный пучок света от лазера; 2 — голограмма; 3 — действительное изображение пузырька; 4 — объектив микроскопа; 5 — экран наблюдения

ковой камеры, расстояние между голограммой и объективом микроскопа систематически изменяют, а плоские изображения, полученные таким образом, передают на дисплей телевизионного тракта. В сканирующей системе HOLMES [37, 38] используют три объектива с различными фокусными расстояниями и три телевизионные камеры, одна из которых имеет анаморфотную оптику. Для повышения качества восстановленного изображения используют пространственный фильтр [38] и вторую передающую линзу (рис. 4). Погрешности отсчета координат элемента трека частицы составили  $\Delta x = \Delta y = 2$  мкм, а  $\Delta z = 150$  мкм. В телевизионной камере с малым увеличением точность измерений соответственно ухудшается. На установке [38] было просмотрено 8000 голограмм, полученных на малой камере НОВС размером  $5 \times 6 \times 11$  см. Для той же камеры была создана сканирующая система [39]. В [40] дан анализ геометрических преоб-

разований, которым необходимо подвергнуть восстановленные изображения для того, чтобы оператор мог легче обнаруживать излом трека частицы на малый угол ( $<4^\circ$ ). Были рассмотрены методы реализации указанных преобразований оптическими средствами путем переноса исходного изображения из одной плоскости в другую при помощи наклонно расположенной линзы и промежуточного экрана.

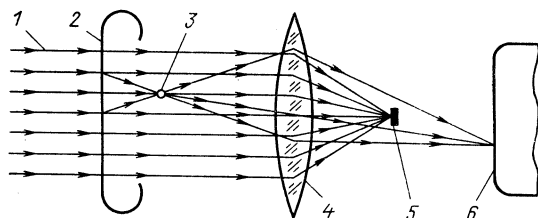


Рис. 4. Схема восстановления изображения с пространственной фильтрацией: 1 - коллимированный пучок света от лазера; 2 - голограмма; 3 - действительное изображение пузырька; 4 - передающая линза; 5 - фильтр пространственных частот; 6 - экран фотоприемного устройства

Трехкоординатный просмотрно-измерительный полуавтоматический прибор для голограмм Габора [41] предназначен для трековой камеры объемом  $130 \times 50 \times 70$  мм. Так же как в [38], прибор содержит анаморфотный объектив и систему пространственной фильтрации изображений. Погрешности измерений центра тяжести пузырька равны  $\Delta x = \Delta y = 5$  мкм и  $\Delta z = 70$  мкм. Быстродействие прибора составляет 2 голограммы/ч. В [42], посвященной анализу погрешностей измерений в оптико-телевизионной системе для просмотра голограмм Габора, показано, что для пузырьков диаметром 5 мкм погрешности измерений равны  $\Delta x = \Delta y = 2,5$  мкм и  $\Delta z = 20$  мкм.

Аберрации, возникающие на стадии восстановления изображений для голограмм сфокусированных изображений, рассмотрены в [16]. Здесь высокое пространственное разрешение получают на голограмме небольших размеров. Это приводит к более жестким допускам на степень усадки фотоэмульсионного слоя, на смещение голограммы относительно идеального положения, а также на неплоскостность восстанавливающей волны света.

Измерительное устройство [43] предназначено для обмера голограмм сфокусированных изображений в системе с внесосевым опорным пучком при получении голограммы Лейта. В нем достигнуто полное воспроизведение на стадии восстановления условий регистрации голограмм. Пучок света идет строго в обратном направлении, и поэтому основная часть аберраций устранена.

Общим для всех описанных выше систем обработки голограмм с трековых камер на стадии восстановления является то, что трехмерная информация о следах частиц и о событии в трековой камере анализируется при помощи традиционной изображающей оптики.

При высоком разрешении четко виден только тонкий слой анализируемого трехмерного объема, а с увеличением глубины резкости разрешение системы наблюдения существенно ухудшается. Явление, которое было устранено на стадии получения голограммы, осталось на стадии восстановления изображения. Естественно возникает вопрос, нельзя ли убрать ограничения, которые дает традиционная изображающая оптика на стадии восстановления, и нет ли обходных путей решения указанной проблемы глубины резкости. Один из возможных методов, при помощи которого указанная проблема решается именно таким образом, изложен в разд. 2.

## 2. ГОЛОГРАММА ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНОМ ОСВЕЩЕНИИ

Второй метод решения проблемы глубины резкости основан на голограмме интенсивности при некогерентном или частично-когерентном освещении. Если освещение пространственно некогерентно, то интерференционная картина, образованная опорной волной и волной

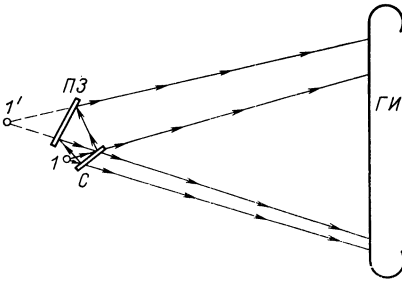


Рис. 5. Схема получения голограммы интенсивности точечного объекта  $I$ :  $I'$  — его мнимый двойник;  $C$  — светоделитель;  $ПЗ$  — плоское зеркало;  $ГИ$  — голограмма интенсивности

света, рассеянной отдельными элементами трека частицы, размывается и ее контраст обращается в нуль. Это вызвано тем, что монохроматический источник света имеет большую протяженность в пространстве, так что частичные интерференционные картины складываются со случайными фазами. Тем не менее даже в таких неблагоприятных условиях голограмму в виде интерференционной картины можно получить.

Чтобы пояснить принцип действия нового типа голограммы, рассмотрим объект, состоящий всего из одного элемента трека частицы. Стационарную интерференционную картину можно создать, если расходящуюся волну света от такого объекта пропустить через светоделитель. Возникнут две расходящиеся волны света, которые взаимно когерентны и могут сформировать голограмму в области их пересечения.

Световые волны, идущие от двух точечных источников света, исходного  $I$  и мнимого  $I'$  (рис. 5), образуют интерференционную картину, которая регистрируется на голограмме.



Структура интерференционной картины  $I - I'$  определяется тем, каким образом волна света от отдельного элемента трека частицы расщепляется в светоделителе на две части. Если элемент трека частицы  $I$  и его мнимый двойник  $I'$  находятся на нормали к плоскости голограммы, то регистрируется голограмма интенсивности Френеля. Если же элемент трека  $I$  и его мнимый двойник  $I'$  лежат в плоскости, параллельной плоскости голограммы, то регистрируется голограмма интенсивности Фурье. Интерференционная картина  $I - I'$  имеет вид одномерной синусоидальной решетки на плоскости, т.е. состоит из почти прямых эквидистантных полос. Особенность интерференционной картины, которая получена при поперечном переносе мнимого изображения элемента трека, состоит в том, что на ней нет информации о дальности до объекта. Если же трек частицы состоит из двух элементов  $1$  и  $2$ , то возникнет всего четыре расходящихся волны света. Теперь интерференционная картина содержит шесть компонент, из которых перекрестные компоненты  $1-2$ ,  $1-2'$ ,  $1'-2$  и  $1'-2'$  размываются, так как источник света имеет большие размеры. На голограмме останутся только две компоненты интерференционной картины:  $1-I'$  и  $2-2'$ . Фазовая информация на такой голограмме не регистрируется. Поэтому ее называют голограммой интенсивности.

Чтобы получить голограмму интенсивности Фурье сложного объекта, состоящего из большого числа элементов трека частицы, светоделитель должен не только делить падающую на него волну света, но также поворачивать исходный объект на угол  $180^\circ$  в плоскости, параллельной плоскости голограммы.

В одной из первых работ по голограмме интенсивности [44] была реализована схема получения голограммы интенсивности Фурье. В [45] были рассмотрены схемы получения голограмм интенсивности Френеля, а в [47] было предложено использовать для этой цели треугольный интерферометр и афокальную оптическую систему. В [46] было отмечено, что каждая точка объекта создает на голограмме интенсивности Фурье одномерную синусоидальную решетку. Пространственная частота и ориентация в плоскости голограммы однозначно определяют положение каждой точки плоского двухмерного объекта. На стадии восстановления голограмму интенсивности Фурье освещают пространственно-когерентным сходящимся пучком света и в первых порядках дифракции наблюдают восстановленное изображение плоского объекта.

Голограмма интенсивности, полученная на длине волны света  $\lambda_1$ , должна быть освещена на стадии восстановления светом на длине волны  $\lambda_2 = \lambda_1/2$ . Иначе изображение предмета будет восстановлено в искаженном масштабе. Картина освещенности, которую наблюдают на восстановленном изображении, соответствует квадрату интенсивности в исходном объекте.

На рис. 6 показана оптическая схема получения голограммы интенсивности Фурье [46]. Протяженный пространственно-некогерентный источник света  $I$  переносится линзой  $L_1$  на плоский объект

О. Полевые линзы  $L_2$  и  $L_3$  настроены так, что центральные лучи от источника света  $I$  пересекаются в плоскости голограммы  $\Gamma$ . Система формирования двух взаимно когерентных и повернутых друг относительно друга на угол  $180^\circ$  взаимно когерентных волн света состоит из полупрозрачного зеркала  $ПЗ$ , зеркала  $M$  и четырех призм. Полупрозрачное зеркало  $ПЗ$  и зеркало  $M$  создают два пучка света, которые идут вертикально. Первый из них попадает на систему призм  $Пр_1 + Пр_2$ , которая поворачивает его вправо, а второй на систему

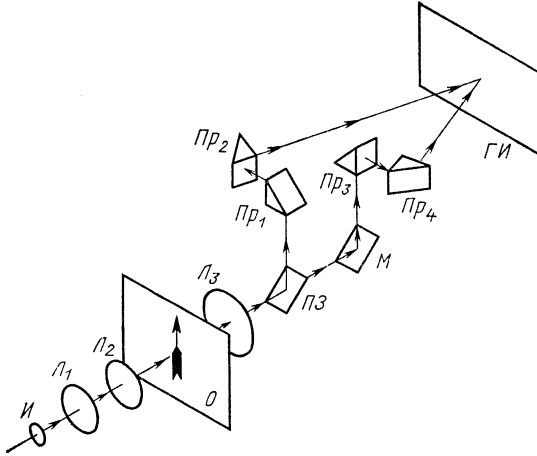


Рис. 6. Схема получения голограммы интенсивности Фурье плоского объекта  $O$ :  $I$  — источник пространственно-некогерентного пучка света;  $L_1$ ,  $L_2$  и  $L_3$  — положительные линзы;  $ПЗ$  — светоделитель;  $M$  — зеркало;  $Пр_1$ ,  $Пр_2$ ,  $Пр_3$  и  $Пр_4$  — призмы с углом  $90^\circ$ ;  $ГИ$  — голограмма интенсивности

призм  $Пр_3 + Пр_4$ , поворачивающую второй пучок света влево. Изображение объекта на выходе призмы  $Пр_2$  имеет ориентацию, которая образует угол  $+90^\circ$  с исходным, а изображение объекта на выходе призмы  $Пр_4$  имеет ориентацию, отличающуюся от исходной поворотом на угол  $-90^\circ$ . В результате интенсивности двух взаимно зеркальных относительно некоторой точки изображений объекта связаны следующим соотношением:

$$I(\xi) = I(-\xi), \quad (3)$$

где  $\xi(\xi, \eta)$  — точка в плоскости  $(\xi, \eta)$ . Тогда фурье-образы двух волн света, идущих от исходного точечного элемента трека  $\delta(\xi - \xi_i)$ , находящегося в точке  $\xi_i$ , равны

$$\left. \begin{aligned} T_+(\omega) &= \int \delta(\xi - \xi_i) \exp(-i\omega\xi) d\xi = \exp(-i\omega\xi_i); \\ T_-(\omega) &= \int \delta(\xi_i - \xi) \exp(-i\omega\xi) d\xi = \exp(i\omega\xi_i), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где  $\omega$  ( $\omega_x, \omega_y$ ) — точка в плоскости голограммы. При когерентном наложении двух волн света  $T_+$  ( $\omega$ ) и  $T_-$  ( $\omega$ ) в плоскости голограммы возникнет поле с амплитудой

$$u_i(\omega) = \exp(i\omega\xi) + \exp(-i\omega\xi) = 2 \cos \omega\xi = 2 \cos \frac{2\pi}{\lambda f} x\xi_i, \quad (5)$$

где  $x$  ( $x, y$ ) — точка в плоскости голограммы, отсчитанная вдоль координатных осей  $x, y$ , которые связаны с координатными осями  $\xi, \eta$  соотношением

$$x = \frac{\lambda f}{2\pi} \omega. \quad (6)$$

Распределение интенсивности света в плоскости голограммы описывается выражением

$$I_i(x) = |u_i(x)|^2 = 4 \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda f} x\xi_i = 1 + \cos \frac{2\pi}{\left(\frac{\lambda}{2}\right) f} x\xi_i. \quad (7)$$

Из (7) видно, что эффективная длина волны света  $\lambda_{\text{эф}} = \lambda/2$  в 2 раза меньше фактической длины волны света  $\lambda$ . Это приводит, в частности, к тому, что разрешающая способность голограммы интенсивности Фурье в 2 раза больше, чем в голограмме Фурье при когерентном освещении при той же апертуре голограммы.

На стадии восстановления голограмму интенсивности Фурье освещают сходящимся пучком света при помощи линзы, фокусное расстояние которой равно расстоянию от плоскости объекта до плоскости голограммы. Однако информация о дальности до объекта на такой голограмме фактически отсутствует, и поэтому в принципе фокусное расстояние линзы, формирующей сходящийся пучок света на стадии восстановления, может быть любым. Соответственно изменится масштаб изображения.

Изложенные выше свойства голограммы интенсивности Фурье при некогерентном освещении были использованы авторами работ [48—50, 52] для регистрации макетов треков частиц в трековых камерах. Это был принципиально новый подход к решению проблемы глубины резкости.

В [48] было показано, что если диаметр элемента трека частицы  $d$  отличен от нуля, то для получения голограммы интенсивности Фурье объект надо освещать частично-когерентным светом, радиус пространственной когерентности которого  $l_0$  удовлетворяет условию

$$d < l_0 < |r_{ik}|, \quad (8)$$

где  $r_{ik}$  ( $i \neq k$ ) — радиус-вектор, соединяющий два различных элемента трека частицы. Только в этом случае возникнет волна света, созданная системой независимых источников.

Сущность метода, предложенного в [48—50, 52], состоит в том, что при освещении объекта пространственно некогерентным или

частично пространственно когерентным монохроматическим светом возникает рассеянное излучение, которое частично когерентно, а функция пространственной когерентности равна фурье-образу коэффициента пропускания объекта [48, 49, 51]. Для регистрации указанной функции используют интерферометр, показанный на рис. 6.

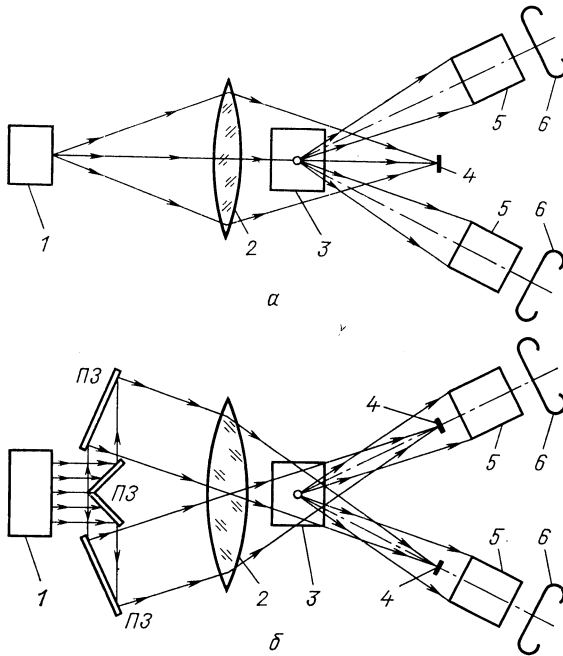


Рис. 7. Стереоскопические схемы с регистрацией двух голограмм интенсивности Фурье:

*а* — с одним общим сходящимся пучком света; *б* — с двумя скрещенными сходящимися пучками света.  
 1 — лазер; 2 — линза преобразования Фурье; 3 — объем камеры; 4 — фильтр прямого пучка; 5 — интерферометр (см. рис. 6); 6 — голограмма интенсивности Фурье

В [48] показано, что информация о дальности, которая содержится в фазе функции пространственной когерентности, пропадает, а влияние aberrаций компенсируется на глубине, которая определяется соотношением

$$\Delta z_{ч.к} = \frac{1}{4 \cdot 0,61^3} \frac{d^3}{\sin^2 \theta}, \tag{9}$$

где  $\theta$  — угловой размер объекта. Это в  $\kappa$  раз больше, где

$$\kappa = \frac{d}{\lambda \sin \theta \cdot 0,24}, \tag{10}$$

чем глубина резкости в традиционной изображающей оптике с пространственным разрешением  $\Delta x = d$ . Для  $d = 10$  мкм выигрыш равен  $100 : 1$ , однако он уменьшается по мере уменьшения  $d$ .

Чтобы сохранить информацию о положении элементов трека частицы в пространстве, рассеянное излучение регистрируют в двух ракурсах при помощи двух интерферометров (рис. 6) либо с одним [48], либо с двумя освещающими пучками света. В схемах, показанных на рис. 7, используют линзы преобразования Фурье. Это позволяет устранить эффект астигматизма на краях поля изображения, который возникает, если на стадии восстановления использовать сходящуюся волну света, отсутствующую на стадии регистрации. Одновременно увеличивается полезная глубина резкости. В [50] отмечено, что развитый метод голографии интенсивности Фурье при частично-когерентном освещении менее чувствителен к оптическим неоднородностям, создаваемым турбулентностью жидкости в рабочем объеме трековой камеры, и дает более высокий контраст на восстановленном изображении, чем в классической голографии. Моделирующие эксперименты [48, 49], в которых использовались стеклянные волокна диаметром 16 мкм и излучение с радиусом пространственной когерентности 20 мкм, подтвердили все положения развитой теории нового метода решения проблемы глубины резкости.

### 3. ОБЪЕКТИВ С КОЛЬЦЕВОЙ АПЕРТУРОЙ

В повседневной фотографии проблема глубины резкости решается очень просто. Для этого достаточно уменьшить относительное отверстие объектива фотоаппарата. Так, например, для объектива с фокусным расстоянием 58 мм глубина резкости на расстоянии 1 м составляет 97—103 см (6 см) для диафрагмы  $1 : 2$  и 77—145 см (68 см) для диафрагмы  $1 : 22$ . То, что дифракционное разрешение ухудшается в 11 раз, обычно не замечают, так как ни регистрирующая пленка, ни объект не содержат мелкие детали. Метод диафрагмирования использовался в технике трековых камер раньше, когда размер элемента трека частицы составлял 2—3 мм. Однако в современных миниатюрных трековых камерах при регистрации элементов трека частицы размером 10 мкм нельзя использовать метод диафрагмирования зрачка фоторегистратора, так как это с неизбежностью ухудшает пространственное разрешение системы ниже допустимого значения.

Чтобы увеличить глубину резкости изображающей оптики и одновременно сохранить высокое пространственное разрешение, был предложен объектив с кольцевой апертурой [55, 56]. Свойства такого объектива исследовались оптиками ранее [53, 54]. На рис. 8 показана схема объектива с кольцевой апертурой:  $a$  — наружный диаметр объектива;  $\varepsilon a$  — его внутренний диаметр, а  $R$  — расстояние между объективом и плоскостью изображения ( $r, \theta$ ). Напомним, что в классической безаберрационной изображающей системе трехмерная функ-

ция распределения света  $I_0(z, r)$  в плоскости изображения ( $z = 0$ ) и вдоль оси  $z$  ( $r = 0$ ) описывается следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} I_0(0, \rho) &= A \left[ \frac{2J_1(\rho)}{\rho} \right]^2; \\ I_0(\xi, 0) &= A \left[ \frac{\sin(\xi/2)}{\xi/2} \right]^2, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где

$$\rho = \frac{2\pi a r}{\lambda R}; \quad \xi = \frac{\pi a^2 z}{\lambda R^2}; \quad A = \frac{a^4}{\lambda^2 R^2}. \quad (12)$$

В случае кольцевой апертуры соответствующие функции  $I(0, \rho)$  и  $I(\xi, 0)$  имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} I(0, \rho) &= A \left[ \frac{2J_1(\rho)}{\rho} - \frac{2\varepsilon J_1(\varepsilon\rho)}{\rho} \right]^2; \\ I(\xi, 0) &= A \left\{ \frac{\sin \left[ \frac{1}{2} \xi (1 - \varepsilon^2) \right]}{\frac{1}{2} \xi} \right\}^2. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Из (13) видно, что если площадь зрачка уменьшается в  $(1 - \varepsilon^2)$  раз, то глубина фокуса и требуемая экспозиция возрастают в  $(1 - \varepsilon^2)^{-1}$  раз. Одновременно с увеличением  $\varepsilon$  улучшается пространственное разрешение объектива  $\Delta\rho$ . Так, например, для  $\varepsilon = 0,8$  разрешение  $\Delta\rho$  улучшается примерно в 2 раза по сравнению с системой с полностью открытой диафрагмой ( $\varepsilon = 0$ ).

Более тщательный анализ эффектов, возникающих в объективе с кольцевой апертурой, применительно к трековой камере, позволяет сделать следующие выводы [55, 56]. Качество изображения пузырька, полученное с кольцевой апертурой, зависит от размера пузырька. Чем большие размеры имеет пузырек, тем хуже его изображение (!). При этом качество изображения ухудшается очень быстро и становится хуже, чем в системе с полной апертурой, имеющей ту же глубину

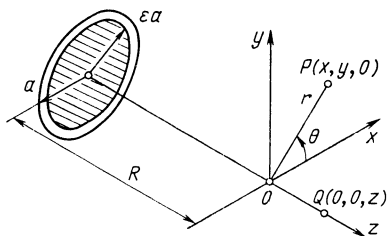


Рис. 8. Объектив с кольцевой апертурой и используемая система координат:

$2a$  — диаметр объектива;  $2\varepsilon a$  — диаметр затеняющего диска;  $R$  — расстояние от объектива с кольцевой апертурой до плоскости изображения;  $P(x, y, 0)$  — точка наблюдения в плоскости  $z=0$ ;  $Q(0, 0, z)$  — точка наблюдения на оси  $x=y=0$

резкости. С увеличением  $\varepsilon$  возрастает интенсивность боковых лепестков функции размытия точки относительно центрального максимума. Но самыми главными недостатками объектива с кольцевой апертурой является то, что с увеличением  $\varepsilon$  уменьшается угловое поле системы, а также то, что сильно растут потери света. Так, напри-

мер, если глубину резкости надо увеличить в 100 раз, то интенсивность света, которую пропустит кольцевая апертура, будет в 100 раз меньше, чем в исходной системе с  $\varepsilon = 0$ . Это одна из многих причин, почему объектив с кольцевой апертурой не получил широкого применения в технике трековых камер. Ниже мы увидим, каким образом мезооптика позволяет устранить указанные выше потери света и сохранить большую глубину резкости. Для этого достаточно перейти от сферических волновых фронтов, с которыми имеют дело классическая изображающая оптика и голография, к коническим волновым фронтам.

#### 4. АКСИКОНЫ И МЕЗООПТИКА

**Определение.** Термин «мезооптика» [57] охватывает широкий класс нетрадиционных изображающих систем, в которых точечный объект преобразуется в отрезок прямой линии, окружность, эллипс, крест и другие более сложные линии на плоскости или в трехмерном пространстве. Геометрические преобразования, которые производит мезооптическое изображающее устройство, можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} (0 - D) &\rightarrow (1 - D), \\ (1 - D) &\rightarrow (2 - D), \\ (2 - D) &\rightarrow (3 - D). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Точка, являющаяся нульмерным  $(0 - D)$ -многообразием, переходит в отрезок прямой линии, т.е. в одномерное  $(1 - D)$ -многообразие. Поверхность как двухмерное многообразие  $(2 - D)$  переходит в часть трехмерного  $(3 - D)$  пространства. Между тем в классической оптической изображающей системе имеют место преобразования вида

$$(0 - D) \rightleftharpoons (0 - D). \quad (15)$$

Это и аналогичные преобразования можно рассматривать в рамках приближения геометрической оптики как взаимно однозначные.

Существует два основных типа мезооптических изображающих систем [58]: а) с продольными и б) с поперечными мезооптическими свойствами. В группу а) входят аксикон с одной конической поверхностью, кольцевая дифракционная решетка и киноформ с продольной мезооптичностью. В группу б) входят киноформ с кольцевым откликом, а также оптический дублет, состоящий из положительной линзы и расходящейся конической линзы. Положительная линза вместе со сходящейся конической линзой создает два мезооптических изображения точки: продольное, на оси симметрии системы, и поперечное, которое лежит в плоскости, перпендикулярной оси симметрии системы. Изображающая мезооптическая система, которая преобразует  $(0 - D)$ -объект в двухмерное  $(2 - D)$ -многообразие, например, в виде усеченной конической поверхности, называется дважды

мезооптической: продольные и поперечные мезооптические изображения сформированы одновременно в одном и том же месте.

**Аксиконы.** Простейший аксикон имеет вид конической линзы (рис. 9) [59, 60]. Длина фокальной линии в таком аксиконе

$$L = \frac{a}{2(n-1)\alpha}, \quad (16)$$

где  $a$  — диаметр аксикона;  $\alpha$  — угол конусности, а  $n$  — показатель преломления стекла, из которого сделан аксикон. Коническая линза формирует действительное изображение в пространстве изображений и мнимое изображение в предметном пространстве. Последнее имеет

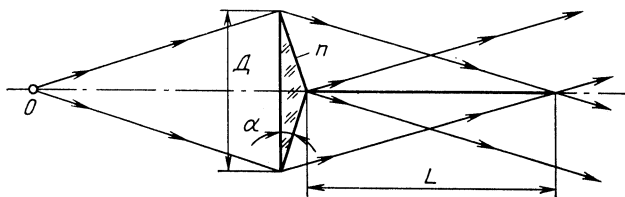


Рис. 9. Коническая линза — простейший аксикон:

$D$  — диаметр аксикона;  $\alpha$  — угол конуса;  $L$  — длина фокусной линии;  $n$  — показатель преломления света в стекле

вид яркого кольца, которое видит наблюдатель, смотрящий навстречу лучам света через коническую линзу. Полезное поле зрения конической линзы очень мало. Поэтому ее можно использовать только с коаксиально коллимированными пучками света, в сканирующих системах или в системах, выполняющих прецизионную юстировку.

Кольцевая дифракционная решетка [61] выполняет функцию аксикона, глубина фокуса которого  $L$  определяется выражением

$$L^{-1} = 2\lambda/a\delta - l_1^{-1}, \quad (17)$$

где  $\delta$  — шаг кольцевой дифракционной решетки;  $l_1$  — расстояние от точечного источника света до кольцевой дифракционной решетки диаметром  $a$ . Радиальное распределение интенсивности света в мезооптическом изображении точки не зависит от длины волны света.

Аксикон-киноформ [62] является голографическим эквивалентом линзы-аксикона, который изготавливают на лазерном фотопроекторе [63]. Были созданы аксиконы-киноформы двух типов [64]: 1)  $\lambda = 0,63$  мкм,  $a = 10$  мм,  $L = 2$  м,  $\Delta\rho_{1/2} = 20$  мкм на расстоянии от киноформа 1,6 м и 2)  $\lambda = 0,63$  мкм,  $a = 100$  мм,  $L = 50$  м,  $\Delta\rho_{1/2} = 35$  мкм на расстоянии от киноформа 19 м.

**Дублеты и триплеты с аксиконами.** Положительная линза, сложенная с конической линзой, сходящейся или расходящейся [65],



формирует изображение точки в виде фокального кольца (рис. 10), радиус которого равен

$$R_0 \cong (n - 1) \alpha F \quad (\alpha < 10^\circ), \quad (18)$$

где  $F$  — фокусное расстояние положительной линзы. Если такой мезооптический дублет осветить гауссовым пучком света, то дифракционная картина в фокальном кольце описывается функцией Гаусса

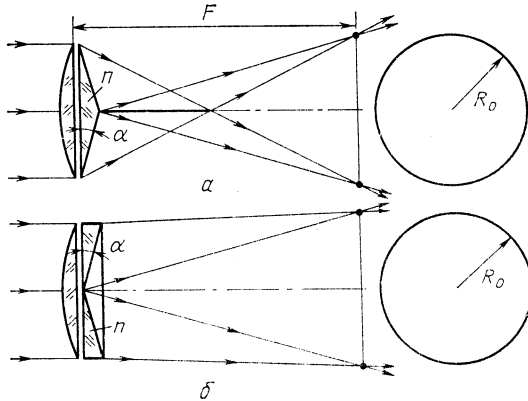


Рис. 10. Линза плюс аксикон, образующие кольцевое изображение точки:  $a$  — при помощи сходящегося аксикона;  $b$  — при помощи расходящегося аксикона;  $R_0$  — радиус фокального кольца;  $F$  — фокусное расстояние линзы;  $n$  — показатель преломления света в стекле

с шириной в 1,65 раза больше ширины гауссова кроссовера, формируемого вблизи фокуса одиночной положительной линзой.

Два взаимно дополняющих аксикона, один расходящийся, а другой сходящийся, образуют аналог телескопа Галилея [66] (рис. 11).

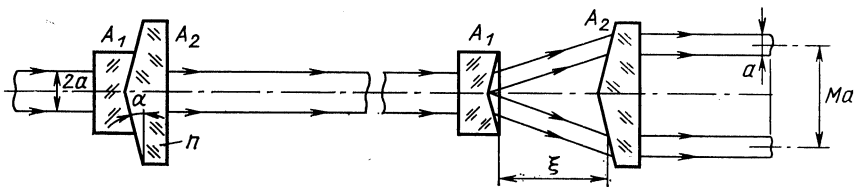


Рис. 11. Система из двух взаимно дополняющих аксиконов  $A_1$  и  $A_2$  при двух различных положениях аксиконов;  $2a$  — диаметр пучка света на входе или ширина кольца на выходе

Коллимированный пучок света в виде сплошного диска преобразуется такой системой в кольцевой пучок с коэффициентом растяжения [65]

$$M \approx 1 + \frac{4\alpha\xi}{a} \left( \frac{n-1}{1-\alpha} \right) \quad (\alpha < 10^\circ), \quad (19)$$

где  $\xi$  — расстояние между двумя взаимно дополняющими аксиконами. Радиальное обращение волнового фронта создают две конические линзы, расположенные навстречу друг другу, или коническая линза вместе с плоским зеркалом [67].

**Фокусаторы.** Так называют новый класс оптических элементов, которые создают фокальную линию произвольной формы [68, 69]. Первая стадия изготовления фокусатора — это решение обратной задачи [70]: найти такое скалярное волновое поле в плоскости фокусатора, которое переходит в произвольную заданную линию с заданным распределением интенсивности света в плоскости изображения. Решение такой задачи было найдено в рамках геометрикооптического приближения, когда фаза светового поля изменяется медленно на длине волны  $\lambda$ . Это соответствует классу мезооптических элементов с малой относительной апертурой. Обычно фокусаторы имеют только фазовый рельеф [69], заданный на некоторой замкнутой двухмерной области в плоскости фокусатора. Эта область переходит в заданную одномерную линию в плоскости изображения. Эффективные алгоритмы решения обратных задач, возникающих при создании фокусаторов, были разработаны в рамках геометрикооптического приближения [70—72]. Были рассмотрены гладкие однозначные отображения с ненулевым якобианом [73]. Лишь в редких случаях искомым фазовый рельеф фокусатора можно представить аналитически [68]. Вторая стадия изготовления фокусатора — получение требуемого оптического рельефа. Здесь используют прецизионные построители и метод травления поверхности. Были изготовлены фокусаторы для излучения на длинах волн  $\lambda = 10,6$  мкм и  $\lambda = 0,6$  мкм [70, 72, 73]. Плоские фокусаторы используют в офтальмохирургии для проведения операций по схеме лазерной кератофомии [74].

**Шаровой мезооптический объектив.** Недосток аксикона и других осесимметричных мезооптических изображающих систем в том, что из-за больших геометрикооптических aberrаций в аксиконе угловое поле зрения очень мало. Поэтому указанные системы можно использовать только в сканирующих устройствах с точечным фотоприемником на оптической оси. Однако можно построить концентрическую мезооптическую систему, которая не имеет ограничений на размер углового поля зрения. Напомним, что традиционный концентрический оптический объектив, содержащий несколько сферических поверхностей раздела с общим центром, был предложен Суттоном в 1859 г. (рис. 12). Однако оптического применения он не нашел из-за существенного недостатка: изображение точек, находящихся на одном и том же расстоянии от центра концентрического объектива, лежит не на плоской, а на сферической поверхности. Поэтому при большом угловом поле зрения изображение с такими характеристиками нельзя было сфокусировать и зарегистрировать без искажений на плоской или цилиндрически изогнутой фотопленке.

Иначе ведет себя мезооптический концентрический объектив [57, 75]. При достаточной глубине фокуса такого объектива фото-

графирование трехмерного объекта можно сделать без искажений на плоской фотоэмульсии. На рис. 13 показан простейший мезооптический концентрический объектив с наружной сферической поверхностью и поглощающим сферическим ядром [57, 75]. Показатель преломления света в окружающей среде  $n_1$  незначительно отличается от показателя преломления света в сферическом слое  $n_2$ .

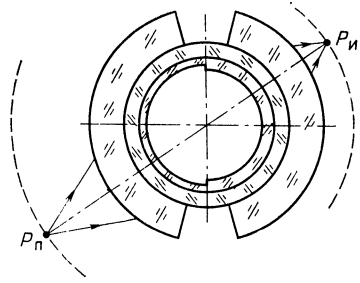


Рис. 12. Поперечное сечение концентрического объектива с четырьмя сферическими концентрическими поверхностями:  
 $P_{\text{П}}$  — точечный объект;  $P_{\text{И}}$  — его изображение

Так же как и объектив с кольцевой апертурой, мезооптический концентрический объектив дает хорошие изображения только для точечных объектов, а протяженные объекты получаются хуже. В класс точечных объектов входят элементы следа частицы в пузырьковых

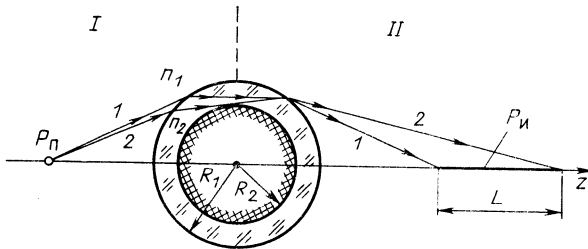


Рис. 13. Простейший мезооптический концентрический объектив с одной сферической поверхностью и поглощающим сферическим ядром:

$P_{\text{П}}$  — точка в предметном пространстве I;  $P_{\text{И}}$  — ее мезооптическое изображение в пространстве изображений II;  $n_1$  — показатель преломления света в окружающей жидкости;  $n_2$  — показатель преломления сферического слоя с наружным диаметром  $R_1$  и внутренним диаметром  $R_2$ . Показан ход крайних лучей,  $L$  — длина фокусной линии

и стримерных камерах или зерна металлического серебра следа заряженной частицы в ядерной фотоэмульсии.

В заключение вернемся к вопросу о принципиальном различии между оптикой и мезооптикой. Заметим, что в традиционной изображающей системе расходящийся сферический волновой фронт, вышедший из точечного источника, превращается идеальной линзой в сходящийся сферический волновой фронт, который схлопывается в точечное изображение (рис. 14). В мезооптической системе, например в аксиконе, расходящийся сферический волновой фронт,

идущий из точечного источника, преобразуется в конический волновой фронт, который образует мезооптическое изображение точки в виде отрезка прямой линии (рис. 15). Поэтому изображающее устройство называется мезооптическим, если оно формирует конические волновые фронты. Напомним, что нежелательные компоненты конических волновых фронтов являются причиной aberrаций в традиционной изображающей оптике. В частности, aberrации могут быть хроматическими. Это, как правило, вредные эффекты, которые в традиционной оптике стремились устранить различными методами. Но теперь дело обстоит иначе. Так, например, в [76] хроматические

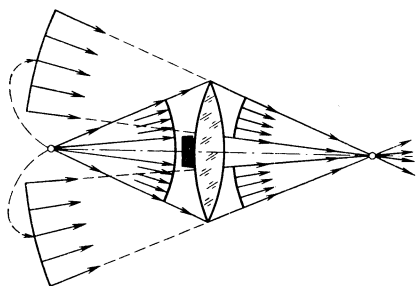


Рис. 14. Идеальная линза обращает расходящийся сферический волновой фронт в сходящийся сферический волновой фронт

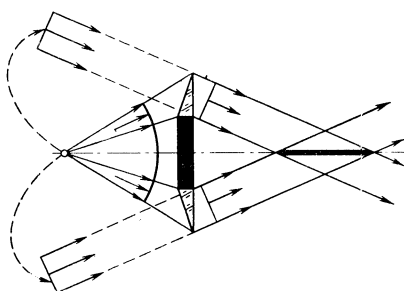


Рис. 15. Аксикон преобразует расходящийся сферический волновой фронт в сходящийся конический волновой фронт

aberrации были преднамеренно увеличены до предела, чтобы построить продольный спектрометр. Такую систему с продольной хроматической дисперсией необходимо именовать мезооптической. Точечный полихроматический источник света превращается такой системой в отрезок прямой линии на оптической оси. Не исключено, что объектив с мезооптическими полихроматическими свойствами будет использован в трековой камере не только для решения проблемы глубины резкости, но также для сохранения информации о дальности.

## 5. МЕЗООПТИЧЕСКИЙ ФУРЬЕ-МИКРОСКОП ДЛЯ ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИИ

**Принцип действия.** Мезооптический фурье-микроскоп (МФМ) [77—85] предназначен для поиска, наблюдения и обмера прямых следов частиц в ядерной фотоэмульсии, которые имеют малые углы погружения. Информация о положении указанных объектов в пространстве сохраняется в МФМ при помощи своеобразного стереоскопического эффекта. Поэтому  $z$ -координату центра прямого следа частицы измеряют в МФМ, минуя операцию перефокусировки по глубине. Эти и другие метрические свойства МФМ были получены

в результате синтеза в одном приборе элементов фурье-оптики и мезооптического принципа получения изображений.

МФМ содержит два основных элемента: линзу преобразования Фурье, формирующую сходящийся пучок света, и мезооптическое зеркало с кольцевым откликом (рис. 16). Кроссовер сходящегося пучка света находится в месте расположения мезооптического зеркала. Лучи света, дифрагированные на прямом следе частицы в ядерной фотоэмульсии, образуют на мезооптическом зеркале двухмер-

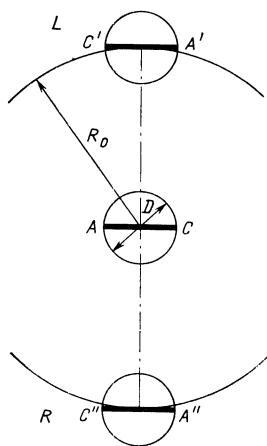
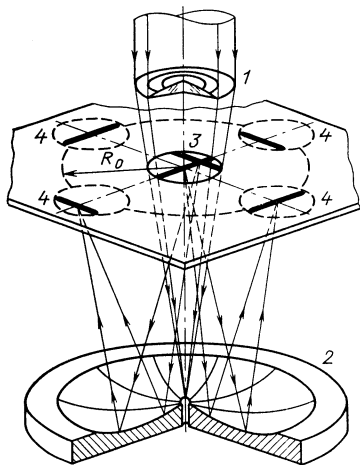


Рис. 16. Оптическая часть мезооптического фурье-микроскопа (МФМ), которая содержит систему формирования сходящегося пучка света  $L$ , мезооптическое зеркало с кольцевым откликом  $2$ , слой ядерной фотоэмульсии  $3$  и систему наблюдения мезооптических изображений прямого следа частицы  $4$

Рис. 17. Взаимное расположение прямого следа частицы  $AC$  и его двух мезооптических изображений: левого ( $C'A'$ ) и правого ( $C''A''$ )

ный фурье-образ прямого следа частицы в виде узкой и длинной полоски света, проходящей через оптическую ось МФМ и ориентированной перпендикулярно прямому следу частицы.

Мезооптическое зеркало МФМ имеет фигуру вращения с образующей в виде дуги эллипса [77]. Первый фокус эллипса находится на оптической оси МФМ в медианной плоскости ядерной фотоэмульсии, а второй фокус эллипса расположен на расстоянии  $R$  от оптической оси в указанной медианной плоскости ядерной фотоэмульсии. Если точечный источник света поместить в первом фокусе эллипса, то геометрическое место вторых фокусов эллипса образует фокальную окружность радиуса  $R_0$  (рис. 16). Из-за дифракции света фокальная окружность имеет конечную поперечную ширину, которая для  $\lambda = 0,63$  мкм и  $R_0 = 80$  мм равна  $\Delta\rho_{1/2} \approx 1,4$  мкм [86]. Экс-

периментально измеренная ширина фокальной окружности на высоте профиля распределения интенсивности света равна  $\Delta\rho_{1/2}^{\text{экс}} \approx 1,5$  мкм [86].

Мезооптическое зеркало МФМ дает два мезооптических изображения: левое ( $L$ ) и правое ( $R$ ). Они расположены с противоположных сторон фокальной окружности на линии, которая проходит через оптическую ось МФМ (рис. 17). Каждое мезооптическое изображение прямого следа частицы с малым углом погружения практически касается фокальной окружности. Наблюдение и регистрацию мезооптических изображений прямого следа частицы в ядерной фотоэмульсии ведут при помощи матрицы прибора с зарядовой связью (ПЗС), в котором использована анаморфотная оптика [86].

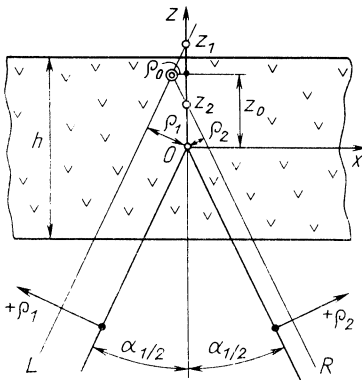


Рис. 18. Поперечное сечение объема ядерной фотоэмульсии с прямыми следами частиц плоскостью, которая перпендикулярна данному следу частицы

$\rho_1$  и  $\rho_2$ —видимые расстояния между следом частицы и точкой  $O$  для левого и правого ракурсов соответственно;  $z_1$  и  $z_2$ —видимые значения  $z$ -координаты следа частицы;  $\rho_0$ —истинное расстояние от оптической оси, а  $z_0$ —истинная  $z$ -координата следа частицы;  $h$ —толщина слоя ядерной фотоэмульсии;  $\alpha$ —угол между оптической осью и центральным лучом дифрагированного света

Положение двух мезооптических изображений одного и того же прямого следа частицы относительно центральной фокальной окружности определяется тремя параметрами: углом  $\theta$  ориентации линии, на которой лежат два мезооптических изображения прямого следа частицы, а также видимыми расстояниями до точки  $O$  левого ( $\rho_1$ ) и правого ( $\rho_2$ ) мезооптических изображений (рис. 18). При этом расстояние  $\rho_0$  от прямого следа частицы до оптической оси и  $z_0$ -координаты центра прямого следа частицы равны:

$$\rho_0 = \frac{\rho_1 - \rho_2}{2 \cos \alpha_{1/2}}, \quad z_0 = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2 \sin \alpha_{1/2}}, \quad (20)$$

где  $\alpha_{1/2}$  — угол между оптической осью МФМ и центральным лучом дифрагированного света, стягиваемого одной половиной мезооптического зеркала. Для получения высокого пространственного разрешения МФМ используют мезооптическое зеркало более сложной формы [87].

Если прямой след частицы находится на краю поля зрения МФМ, то в мезооптическом изображении возникают aberrации. Наличие геометрических aberrаций в меридиональном сечении МФМ не поз-

воляет уменьшить габаритные размеры мезооптического зеркала [88].

Изображающие свойства МФМ в меридиональном сечении для круга, прямоугольника или полуплоской шторки можно описать при помощи дельта-плюс функции Дирака  $\delta_+(x)$  [92] и пространственного преобразования Гильберта [93]. В МФМ наблюдается эффект перераспределения интенсивности света, который аналогичен эффекту в  $W$ -аксиконах [94]. В [92] показано, что сверточное ядро МФМ имеет вид

$$g(x) = \frac{d}{dx} [\delta_+(x)], \quad (21)$$

так что исходное квазиодномерное оптическое поле  $f_0(x)$  переходит в оптический сигнал:

$$f(x) = f_0(x) \otimes g(x) = \frac{d}{dx} [\delta_+(x) \otimes f_0(x)] = \frac{d}{dx} [f_0(x) + i\chi(x)], \quad (22)$$

где  $\chi(x)$  — гильберт-образ функции  $f_0(x)$  [93]. Экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с описанной выше моделью [89—91].

В сагитальном сечении МФМ представляет собой одномерную камеру-обскура с виртуальной пропускающей щелью, которая всегда ориентирована параллельно прямому следу частицы [96]. Элементов изображающей оптики в указанном сечении практически нет. Ширина пропускающей щели равна диаметру кроссовера сходящегося пучка света

$$\Delta\omega \approx \lambda H/l,$$

где  $H$  — расстояние от ядерной фотоэмульсии до мезооптического элемента с кольцевым откликом, а  $l$  — длина прямого следа частицы. Поэтому, когда длина прямого следа частицы уменьшается, виртуальный диаметр кроссовера пучка света увеличивается (рис. 19), пока не достигнет значения, равного длине следа частицы. Это произойдет, когда  $l = l_0$  и  $l_0^2 = 2\lambda H$ . Эксперименты [96] подтверждают выводы изложенной модели.

**Метрические характеристики МФМ.** Радиальная координата прямого следа частицы  $\rho_0$  и его  $z$ -координата определяются выражением (20), из которого также видно, что погрешности оценок величин  $\rho_0$  и  $z_0$  зависят от погрешностей измерений  $\Delta\rho_1 = \Delta\rho_2$ . Последние определяются апертурой половины мезооптического зеркала и в действующей установке составляют  $\Delta\rho_{1/2} \approx 1,5$  мкм [86].

Если длина прямого следа частицы  $l$  меньше диаметра поля зрения  $D$ , то видимые углы ориентации  $\theta_L$  и  $\theta_R$ , измеренные для двух мезооптических изображений данного следа частицы, определяют как истинный угол ориентации следа частицы [97]

$$\theta_0 = \frac{1}{2} (\theta_L + \theta_R), \quad (23)$$

так и длину прямого следа частицы  $l$ :

$$(\theta_L - \theta_R) = \frac{1}{R_0} (D - l). \quad (24)$$

Так как углы  $\theta_L$  и  $\theta_R$  могут принимать как положительные, так и отрицательные значения, то длина прямого следа частицы может быть как положительной, так и отрицательной. Тем самым наблюдатель может оценить координату начала или конца прямого следа

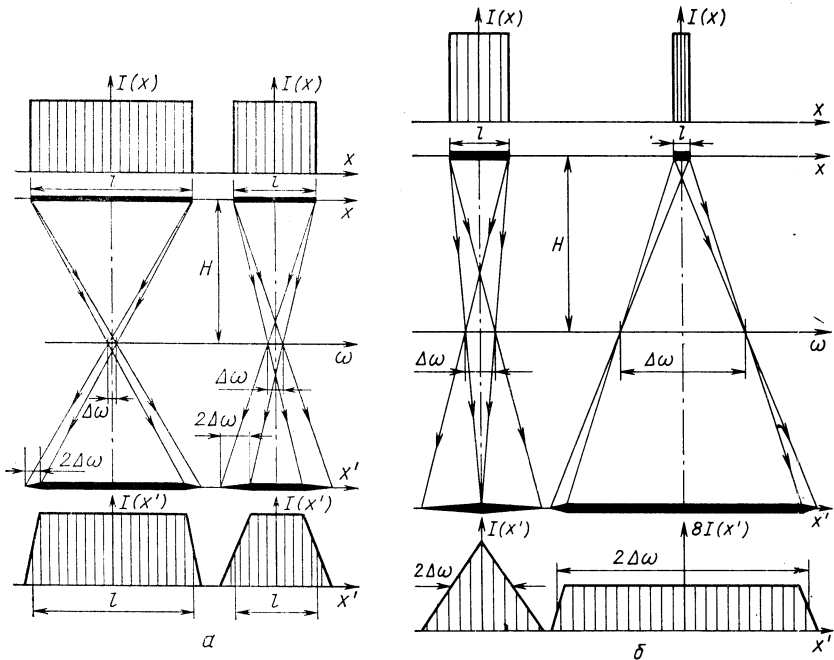


Рис. 19. Мезооптические изображения прямого следа частицы длиной  $l$  в сагитальном сечении МФМ:

$a$ —для  $l > l_0$ ;  $b$ —для  $l \leq l_0$

частицы в пределах поля зрения МФМ. Средняя погрешность измерения длины следа частицы составляет около 30 мкм. Это вполне достаточно, чтобы выйти на вершину ядерного взаимодействия повторно по данным, полученным в МФМ.

Для прецизионных измерений малых углов рассеяния и распад-ной длины частицы в МФМ используется мезооптический аналог эффекта муара [98]. Если внешний конец правой половины следа частицы (рис. 20) поворачивать вокруг центра поля зрения в направлении, которое перпендикулярно ориентации прямого следа частицы, то мезооптические изображения указанной половины следа частицы



будут двигаться как целое вдоль соответствующих исходных мезооптических изображений, т. е. перпендикулярно вектору скорости, которую имеет внешний конец правой половины следа частицы. Линейная скорость этого движения в  $R/D$  раз больше истинной скорости движения внешнего конца правой половины следа частицы. Такое же соотношение справедливо для абсолютных перемещений.

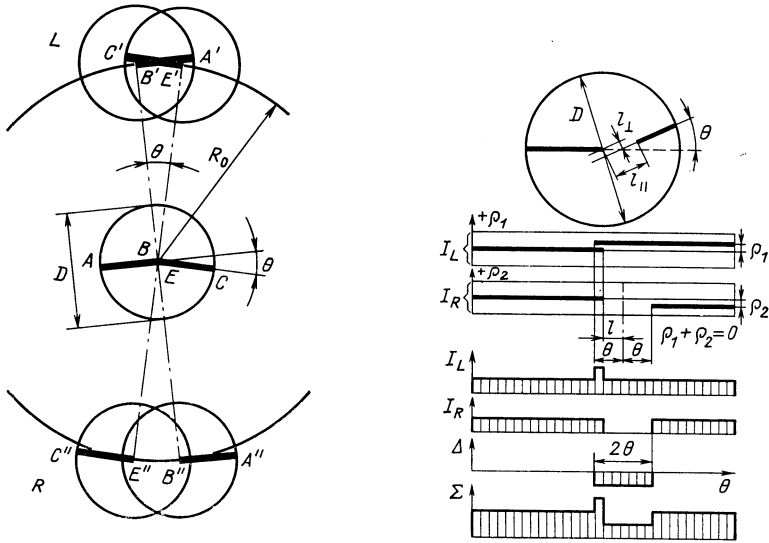


Рис. 20. Мезооптические изображения события типа излома, которые состоят из двух следов частиц  $AB$  и  $EC$  с малым углом  $\theta$  между ними:

сверху—левое мезооптическое изображение, снизу—правое;  $R_0$ —радиус фокальной окружности;  $D$ —диаметр поля зрения

Рис. 21. Схема измерения распадной длины для события, приведенного в верхней части рисунка.

Внизу—распределение интенсивности света в проекциях мезооптических изображений на ось  $\theta$ :  $I_L$ ,  $I_R$ ,  $\Delta(\theta)$  и  $\Sigma(\theta)$ ;  $\rho_1$  и  $\rho_2$ —радиальные координаты следа вторичной частицы для левого и правого мезооптических изображений,  $l_{\perp}$ —поперечная компонента распадной длины,  $l_{\perp} = =|\rho_1| = |\rho_2|$ ; при этом продольную компоненту распадной длины  $l_{\parallel}$  измеряют в обычном микроскопе

Погрешность измерения угла рассеяния частицы в событии типа «излом» составляет  $\pm 1'$  для  $D = 3$  мм,  $H = 150$  мм и  $R_0 = 80$  мм. На рис. 21 показана схема измерения распадной длины для события, приведенного в верхней части рисунка [98].

При помощи МФМ можно измерить радиус кривизны искривленного следа частицы [99].носителем этой информации в МФМ является длина мезооптического изображения. Чтобы оценить радиус кривизны следа частицы, достаточно измерить две линейные величины: длину левого и правого мезооптических изображений данного

следа частицы. Принцип нового метода измерения кривизны следа частицы показан на рис. 22. Длины мезооптических изображений  $l_L$  и  $l_R$  на полувысоте профиля распределения интенсивности света связаны с радиусом кривизны следа  $\rho$  соотношением

$$l_L/(\rho + R_0) = l_R/(\rho - R_0), \quad (25)$$

откуда

$$\rho = R_0 \frac{l_L + l_R}{l_L - l_R} \cong \frac{2R_0 L}{\xi}, \quad (26)$$

где  $\xi = l_L - l_R$  — разностная длина. Заметим, что отношение разностной длины  $\xi$  к стрелке прогиба  $s \cong L^2/8\rho$  равно

$$\xi/s = 16R_0/L. \quad (27)$$

Для  $R_0 = 80$  мм и  $L = 1$  мм  $\xi/s = 1,28 \cdot 10^3$ . Это значит, что разностная длина  $\xi$  примерно в  $10^3$  раз больше стрелы прогиба  $s$  искривлен-

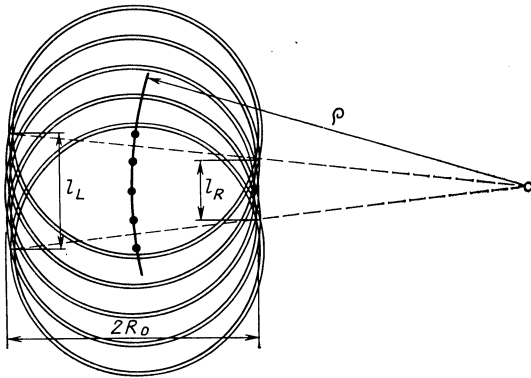


Рис. 22. Принцип измерения кривизны следа частицы при помощи МФМ:

$l_L$  — длина левого мезооптического изображения;  $l_R$  — длина правого мезооптического изображения;  $\rho$  — радиус кривизны следа частицы;  $R_0$  — радиус фокальной окружности;  $\rho > R_0$

ного следа частицы в пределах поля зрения МФМ. Например, если  $s = 0,1$  мкм, то  $\xi = 128$  мкм или около  $0,13 l_{cp}$ , где  $l_{cp} = (l_L + l_R)/2$ .

Новый метод измерения радиуса кривизны искривленного следа частицы, исследованный экспериментально в [99], может быть использован для обмера следов частиц в ядерной фотоэмульсии с целью оценки локальных искажений типа дисторсии, а также в трековых камерах с магнитным полем.

**Алгоритм поиска событий.** МФМ позволяет быстро обнаружить вершину ядерного взаимодействия («события»), которое видно как «звезда» в ядерной фотоэмульсии. Координату вершины события находят непосредственно по мезооптическим изображениям прямых следов частиц на выходе МФМ без стадии восстановления следов

частиц в трехмерном пространстве, как это делают обычно. Метод основан на том, что мезооптические изображения следов частиц, образующих событие, лежат в формате  $(\rho, \theta)$  на синусоиде («синограмме») как для левого, так и для правого мезооптических изображений. Это свойство сохраняется даже тогда, когда вершина события находится за пределами поля зрения или вне слоя ядерной фотоэмульсии.

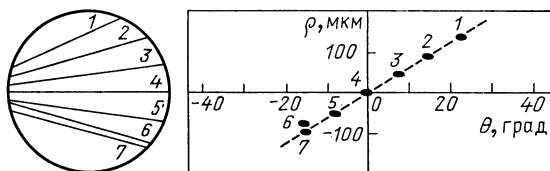


Рис. 23. Картина из семи прямых следов частиц в поле зрения МФМ (слева) и их мезооптические изображения в формате  $(\rho, \theta)$  (справа). Показано только одно из двух мезооптических изображений

сии. На рис. 23 показано расположение центров мезооптических изображений семи прямых следов частиц в формате  $(\rho, \theta)$ . Только шесть из них выходят из общей вершины, а седьмой след частицы не принадлежит к данному событию.

В тангенсном алгоритме поиска событий [100] наблюдают и регистрируют только те следы частиц, которые пересекают центр поля

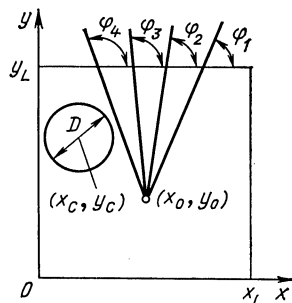


Рис. 24. Тангенсный алгоритм поиска событий, поясненный на примере события из четырех следов частиц с вершиной в точке  $(x_0, y_0)$  системы координат, которая жестко скреплена с ядерной фотоэмульсией (ЯФЭ). Центр поля зрения МФМ диаметром  $D$  находится в точке  $(x_c, y_c)$ . Углы ориентации следов частиц события в плоскости  $(x, y)$  равны  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  и  $\varphi_4$

зрения в данный момент времени. На рис. 24 показаны четырехлучевое событие и не связанный с событием отдельный след частицы. Результаты измерений отображают в формате  $(\tan \theta, x)$ , где  $x$  — положение ядерной фотоэмульсии в момент времени, когда след частицы пересекает центр поля зрения МФМ при перемещении ядерной фотоэмульсии вдоль оси  $x$  при фиксированной координате  $y_c$ , отсчитываемой вдоль оси  $y$ . Центры мезооптических изображений в формате  $(\tan \theta, x)$  ложатся строго на прямую линию, если соответствующие следы частиц имеют общую вершину. Угол наклона указанной прямой линии с осью  $\tan \theta$  равен  $\beta = \arctg(y_0 - y_c)$ , где

$(x_0, y_0)$  — координата вершины события, а координата  $x_0$  задается точкой на оси  $x$ , через которую проходит прямая линия события в формате  $(\text{tg } \theta, x)$ . Чем меньше разность  $(y_0 - y_c)$ , тем меньше угол  $\beta$ .

Если вершина события находится на оптической оси МФМ, то мезооптические изображения следов частиц звезды лежат на одной из фокальных окружностей с центром на оптической оси. Это свойство используют в алгоритме прямой регистрации события в МФМ без стадии наблюдения и регистрации мезооптических изображений отдельных прямых следов частиц, образующих событие. Так как радиус фокальной окружности определяется  $z$ -координатой вершины события, то полное число информационных степеней свободы вдоль оси  $z$  равно

$$N_z = \frac{h}{\Delta z} = \frac{h \sin \alpha_{1/2}}{\Delta \rho}, \quad (28)$$

где  $\Delta \rho$  — эффективная ширина фокального кольца в МФМ. Для  $\Delta \rho = 5$  мкм,  $\alpha_{1/2} = 30^\circ$ ,  $h = 200$  мкм  $N_z = 20$ . Прямой метод регистрации событий в ядерной фотоэмульсии был промоделирован экспериментально на модели МФМ [101], которая содержала киноформ с кольцевым откликом в плоскости пространственных частот и систему концентрических пропускающих колец в плоскости мезооптических изображений.

**Следы частиц высокой ионизации.** Функцию мезооптического элемента с кольцевым откликом может выполнить система из трех аксиконных линз (рис. 25) с коническими и сферическими наружными поверхностями [102, 103]. Указанная система создает стереоскопический эффект, при помощи которого  $z$ -координату центра прямого следа измеряют в МФМ, минуя операцию сканирования с перефокусировкой вдоль оси  $z$ . Чтобы уменьшить эффективную апертуру каждой половины мезооптического элемента с кольцевым откликом, конструкцию трех аксиконных линз изменяют следующим образом (рис. 26). Система *A* состоит из трех кольцевых аксиконных линз. В системе *B* имеется не три, а одна аксиконная линза в виде узкого кольца. Наконец, система *B* содержит всего две цилиндрические линзы и ее можно использовать для наблюдения первичных следов частиц высокой ионизации, например релятивистских ядер неона, которые создают следы практически параллельные друг другу. При формировании мезооптических изображений таких следов частиц эффективно работает очень малый участок фокальной окружности,  $\sim 1^\circ$ , который можно аппроксимировать касательной. Так как остальная часть фокальной окружности не используется, то функцию мезооптического элемента с кольцевым откликом может выполнять система из двух цилиндрических линз, установленных на противоположных концах фокальной окружности так, чтобы образующая каждой цилиндрической линзы была параллельна указанным следам частиц высокой ионизации. В экспериментах

[104] было показано, что размер мезооптического изображения в сагитальном сечении системы с двумя цилиндрическими линзами можно существенно уменьшить, если кроссовер сходящегося пучка света перенести из плоскости пространственных частот в плоскость, которая расположена вблизи мезооптических изображений (рис. 27). В такой системе наблюдается как монокулярный, так и бинокулярный стереоскопические эффекты [104]. Было показано, что число информационных степеней свободы в МФМ с одной цилиндрической

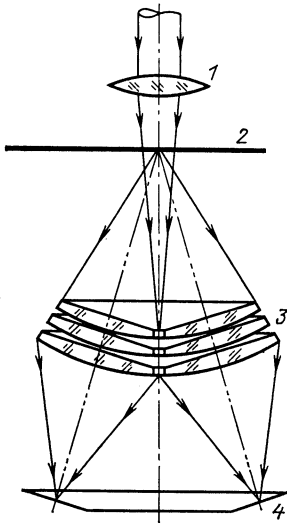


Рис. 25. Мезооптический фурье-микроскоп с тремя аксионными линзами:

1 — фурье-объектив; 2 — слой ядерной фотоэмульсии; 3 — система из трех аксионных линз; 4 — экран наблюдения

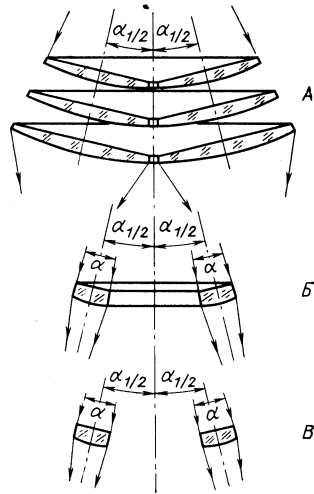


Рис. 26. Конструкция нескольких мезооптических элементов МФМ: А — в виде трех кольцевых аксионных линз; Б — в виде одной узкой кольцевой аксионной линзы; В — в виде двух цилиндрических линз

линзой в 150 раз больше, чем в традиционном оптическом микроскопе с разрешением  $\Delta\rho = 5$  мкм, а МФМ с двумя цилиндрическими линзами имеет дополнительные информационные степени свободы вдоль  $z$ -координаты ( $N_z \approx 18$ ).

**Аподизация в мезооптике.** Эффекты аподизации в мезооптике возникают в результате естественной экранировки зрачка мезооптической изображающей системы. Моделирующие расчеты эффектов аподизации в МФМ [95] были выполнены для трех классов входных сигналов, поступающих на вход одного из трех видов мезооптического элемента с кольцевым откликом: цилиндрического мезооптического зеркала и тороидальных мезооптических зеркал без выреза и с вырезом в центре. МФМ с тороидальным мезооптическим зеркалом производит пространственное дифференцирование вдоль ра-

диальной координаты сигнала, описываемого функцией прямоугольного импульса, если ширина последнего равна или больше разрешения МФМ вдоль радиальной координаты. Эффект оконтуривания прямоугольного импульса наблюдается также в цилиндрическом мезооптическом зеркале, но начинается он позже и дает меньший контраст, чем в тороидальном мезооптическом зеркале.

Иная картина наблюдается для колоколообразного косинуса и функции Гаусса. Эффект оконтуривания не возникает ни в одной

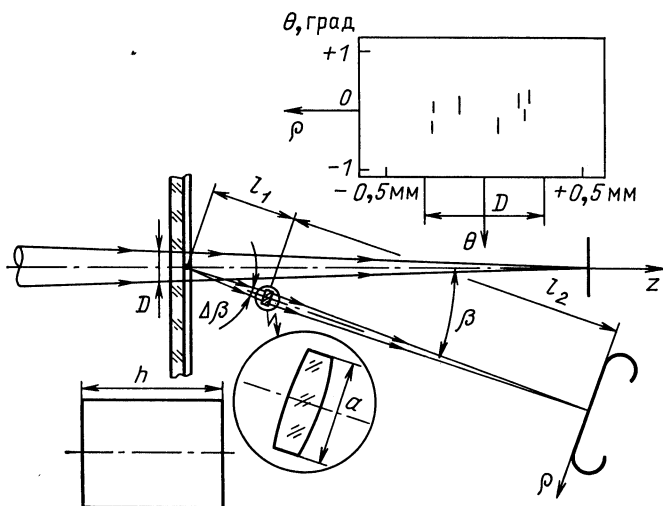


Рис. 27. Мезооптическая система с цилиндрической линзой, используемая для формирования мезооптических изображений квазипараллельных следов частиц, и результаты эксперимента в формате  $(\rho, \theta)$ :

$D$ —диаметр поля зрения;  $\Delta\beta$ —апертурный угол цилиндрической линзы шириной  $a$  в меридиональном сечении;  $h$ —длина прямой образующей цилиндрической линзы;  $\beta$ —угол наблюдения;  $l_1$ —расстояние между следом частицы в ядерной фотоэмульсии и цилиндрической линзой;  $l_2$ —расстояние между цилиндрической линзой и мезооптическим изображением;  $\rho$ —радиальная координата мезооптического изображения прямого следа частицы;  $\theta=0$  имеют следы частиц, идущих строго перпендикулярно плоскости чертежа

из трех рассмотренных мезооптических систем. Однако здесь возникают другие полезные эффекты. Так, например, широкая функция Гаусса, которая описывает маркировочную сетку на поверхности ядерной фотоэмульсии, подавляется в 362 раза и более по интенсивности в мезооптическом зеркале с вырезом в центре. При этом выходной сигнал близок к функции Гаусса, а его ширина в 1,5 раза больше ширины функции Гаусса на выходе [95].

**Метод измерения ширины следа частиц.** Прямой след частицы в ядерной фотоэмульсии состоит из цепочки зерен серебра, случайно разбросанных в поперечном направлении относительно истинной траектории заряженной частицы. Поэтому усредненный на неко-

торой длине следа частицы ее профиль вдоль радиальной координаты можно аппроксимировать функцией Гаусса. Ширина ее связана определенным образом со скоростью и массой частицы. Между тем, как было показано в [95], функция Гаусса не дифференцируется посредством естественной аподизации в МФМ. Чтобы продифференцировать функцию Гаусса и тем самым создать условия для надежного измерения ширины следа частицы, необходимо использовать методы дифференцирования оптических сигналов, широко применяемые в гильберт-оптике [93].

## 6. МЕЗООПТИЧЕСКИЕ МИКРОСКОПЫ ДЛЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ СЛЕДОВ ЧАСТИЦ

**Мезооптический сканирующий микроскоп.** Следы частиц в ядерной фотоэмульсии, идущие параллельно оптической оси микроскопа, называют вертикальными. При большом увеличении микроскопа они видны только частично. Чтобы убедиться в том, что данный вертикальный след частицы идет на всю глубину слоя ядерной фотоэмульсии, а не является случайным конгломератом из зерен серебра, оператор непрерывно изменяет положение резкого фокуса вдоль оси  $z$ . Между тем операцию сканирования вдоль оси  $z$  можно полностью убрать, если вместо оптического микроскопа использовать мезооптический сканирующий микроскоп, в котором традиционный объектив заменен на мезооптический аксикон, а на его оптической оси установить точечный фотоприемник (рис. 28).

Чтобы уменьшить интенсивность боковых лепестков в функции размытия точки, используют мультиаксикон, например двойной аксикон с двумя коническими поверхностями [111]. Недостаток двойного аксикона в том, что он создает продольную  $z$ -модуляцию интенсивности света на оси с периодом

$$\Lambda \approx \frac{\lambda \sqrt{F^2 + R^2}}{(\gamma - 1) R}, \quad (29)$$

где  $F$  — фокусное расстояние двойного аксикона;  $2R$  — наружный диаметр, а  $\gamma$  — отношение диаметров внутреннего и наружного аксиконов. Для  $\lambda = 0,63$  мкм  $F = 150$  мм,  $R = 60$  мм,  $\gamma = 0,7$ ,  $\Lambda \approx 5,5$  мкм. Такая  $z$ -модуляция не препятствует наблюдению вертикальных следов частиц длиной 200 мкм. Однако там, где  $z$ -модуляция нежелательна, ее можно сгладить при помощи фазовой пластины, которую устанавливают вблизи двойного аксикона. Ее размеры таковы, что фазовая пластина перекрывает только лучи света, выходящие из внутреннего аксикона. Фазовая пластина разбита на  $N$  секторов ( $N \geq 2$ ) [111]. Сдвиг фазы в каждом секторе равен  $(360^\circ/N)(k - 1)$ , где  $k$  — индекс сектора,  $k = 1, 2, \dots, N - 1, N$ . Такая фазовая пластина создает продольный сдвиг компонент

волнового поля в данном секторе на величину  $\frac{\Delta}{N} (k - 1)$ , в результате чего контраст  $z$ -модуляции света падает почти до нуля.

Еще более высокую эффективность создает многоканальный мезооптический микроскоп [105], который содержит двухмерный массив призм, шторку с двухмерным регулярным массивом отверстий, фотоприемник и шаровой мезооптический объектив [57] (рис. 29).

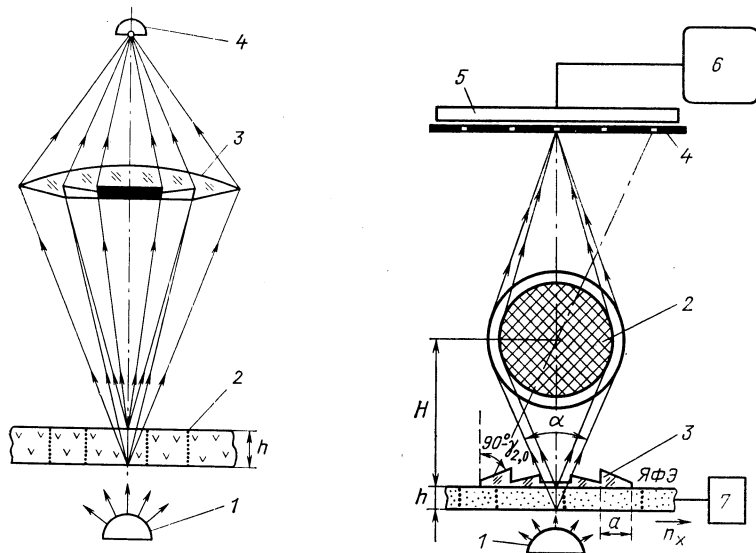


Рис. 28. Мезооптический сканирующий микроскоп с двойным аксиконом:

1—источник света; 2—слой ядерной фотоэмульсии; 3—двойной аксикон; 4—точечный фотоприемник;  $h$ —толщина слоя ядерной фотоэмульсии

Рис. 29. Многоканальный мезооптический сканирующий микроскоп:

1—источник света; 2—шаровой мезооптический объектив; 3—призмы с квадратным основанием; 4—шторка с двухмерным массивом точечных отверстий; 5—фотоприемник; 6—экран;  $h$ —толщина слоя ядерной фотоэмульсии;  $H$ —расстояние между центром шарового мезооптического объектива и ядерной фотоэмульсией. На рисунке пунктиром показан луч света, идущий от центра призмы с индексами  $m_x=2$ ,  $m_y=0$  под углом  $90^\circ - \gamma_{2,0}$  к оптической оси системы; ЯФЭ—ядерная фотоэмульсия

Вертикальный след частицы наблюдают в параллельных лучах света, а регистрацию ведут в лучах света, которые являются гомоцентрическими и проходят через центр шарового мезооптического объектива. Чтобы преобразовать одну систему лучей в другую, используют двухмерный массив из  $N^2$  призм с квадратным основанием, где  $N$  — нечетное число,  $N \geq 3$ . Каждое отверстие в шторке находится на том луче света, который идет из центра соответствующей квадратной призмы. Перемещение ядерной фотопластинки ведут в пределах одной квадратной призмы площадью  $a^2$ , где  $a$  — длина



стороны квадрата основания призмы. Благодаря многим каналам система фактически сканирует участок ядерной фотоэмульсии площадью  $N^2 a^2$ . Шаг между последовательными положениями ядерной фотоэмульсии равен  $Na$  вдоль  $x$ - и  $y$ -осей. Координаты обнаруженного вертикального следа частицы  $(x, y)$  определяются координатами ядерной фотоэмульсии в момент измерений, а также индексами  $m_x$  и  $m_y$  отверстия в шторке, через которое прошли лучи дифрагированного света.

**Мезооптический конфокальный микроскоп.** Традиционный оптический конфокальный микроскоп [106—109] содержит два объектива, освещающий и изображающий, а также фотоприемник с точечным отверстием (рис. 30). Аксиальное сканирование трехмерного объекта ведут на звуковых частотах, а поперечное сканирование вдоль осей  $x$  и  $y$  — обычной механической системой. Изображение объекта, например неплоского крыла насекомого, формируют на экране дисплея. Замечательное свойство конфокального микроскопа состоит в том, что когерентная функция размытия точки в конфокальном микроскопе равна произведению соответствующих когерентных функций размытия точки для каждого объектива. Поэтому боковые лепестки функции размытия точки настолько слабы, что система допускает суммирование по интенсивности многих частичных изображений для различных  $z$  без ослабления контраста и без ухудшения отношения сигнала к шуму в суммарном изображении.

В мезооптическом конфокальном микроскопе [110, 111] аксиальное сканирование вдоль оси  $z$  полностью отсутствует (рис. 31). Каждый объектив мезооптического конфокального микроскопа состоит из линзы-коллиматора и мультиаксикона. Чтобы сохранить конфокальную топологию хода лучей света в мезооптическом конфокальном микроскопе, необходимо, чтобы лучи света в пространстве между двумя мультиаксиконами были параллельны в меридиональном сечении для каждой пары смотрящих друг на друга аксиконов. Чтобы убрать продольную модуляцию света, вызванную многолучевым распространением света, абсолютные размеры каждого мультиаксикона увеличивают с сохранением исходной апертуры. Так, если расстояние от мультиаксикона до ядерной фотоэмульсии довести до 100 мм, то период  $z$ -модуляции света в области фокуса

$$\Lambda \approx \frac{\lambda H}{h \sin \frac{\alpha}{2}} = 630 \text{ мкм} \quad (30)$$

для  $h = 200$  мкм и  $\sin \frac{\alpha}{2} \approx 0,5$ .

**Мезооптический конденсор.** Чтобы дополнительно повысить быстродействие системы поиска вертикальных следов частиц в ядерной фотоэмульсии, устраняют операцию перемещения ее вдоль оси  $y$ . С этой целью в традиционный оптический микроскоп вводят мезооптический конденсор (рис. 32) [111], который состоит из источника

коллимированного пучка света и цилиндрической мезооптической линзы с образующей в виде многоугольника [112]. Ее можно рассматривать как одномерный аналог мультиаксикона со многими коническими поверхностями. В области наложения двух плоских

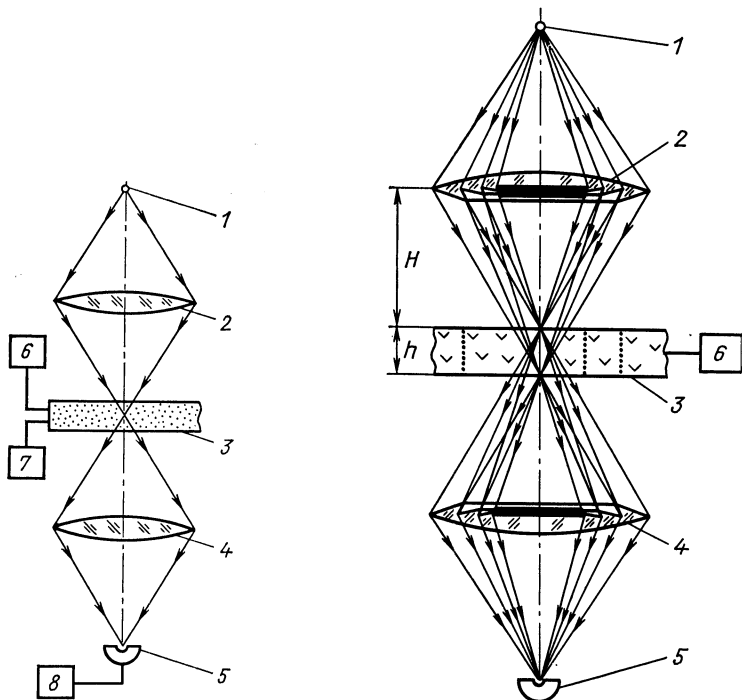


Рис. 30. Традиционный оптический конфокальный микроскоп:

1—точечный источник света; 2—освещающий объектив; 3—объект; 4—изображающий объектив; 5—точечный фотоприемник; 6—система сканирования вдоль оси  $z$ ; 7—система сканирования вдоль осей  $x$  и  $y$ ; 8—экран наблюдения

Рис. 31. Мезооптический конфокальный микроскоп:

1—точечный источник света; 2—освещающий объектив-мультиаксикон; 3—ядерная фотоэмульсия; 4—изображающий объектив-мультиаксикон; 5—фотоприемник; 6—система сканирования вдоль осей  $x$  и  $y$ ;  $h$ —толщина слоя ядерной фотоэмульсии;  $H$ —расстояние между объективом-мультиаксикон и ядерной фотоэмульсией

волн, идущих от двух элементарных призм под углами  $+\theta/2$  и  $-\theta/2$  к плоскости симметрии системы, образуется интерференционная картина с периодом  $d = \lambda/(2 \sin \theta/2)$ . Интерференционные картины, создаваемые несколькими парами элементарных призм цилиндрической мезооптической линзы, складываются конструктивно в месте расположения центральной полосы. Ширина элементарной призмы равна  $\Delta = xh/H$ . Разрешающая способность мезооптического конденсора равна  $\lambda/\alpha_{\text{эф}}$ , где  $\alpha_{\text{эф}}$  — эффективная апертура

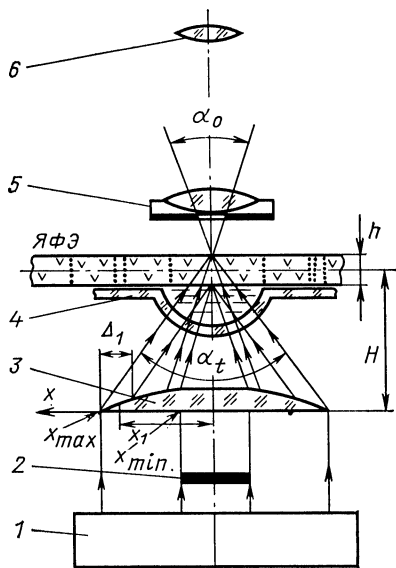
мезооптического конденсора, которая всегда меньше полной апертуры  $\alpha_t$ . Для  $H = 100$  мм  $\alpha_t = 0,58$  рад, а  $\alpha_{\text{эф}} = 0,33$  рад. Пространственное разрешение мезооптического конденсора указанных размеров равно  $\Delta\rho_{\text{эф}} \approx 2$  мкм.

Когда вертикальный след частицы попадает в освещенную область шириной 2 мкм, свет, дифрагированный на этом следе частицы, попадает в объектив с числовой апертурой  $\alpha_1 = \sqrt{2\lambda/h} = 0,08$  рад со всей длины  $h$ .

Измерения координат  $x, y$  вертикального следа частицы ведут при помощи алгоритма, заимствованного из реконструктивной томо-

Рис. 32. Микроскоп для вертикальных следов частиц, содержащий мезооптический конденсор:

1 — коллимированный пучок света; 2 — шторка; 3 — мезооптическая цилиндрическая линза с образующей в виде многоугольника; 4 — цилиндрическая иммерсионная ванна; 5 — объектив микроскопа; 6 — окуляр микроскопа;  $2x_{\text{max}}$  — полная ширина мезооптической цилиндрической линзы;  $2x_{\text{min}}$  — полная ширина шторки;  $\Delta_1$  — ширина первой, наружной, элементарной призмы, отстоящей от плоскости симметрии на расстоянии  $x_1$ ;  $H$  — расстояние между мезооптической цилиндрической линзой и ядерной фотоэмульсией;  $\alpha_t$  — полная угловая апертура мезооптической цилиндрической линзы;  $\alpha_0$  — апертура объектива микроскопа для наблюдения вертикальных следов частиц;  $h$  — толщина слоя ядерной фотоэмульсии (ЯФЭ)



графии [113]. Слой ядерной фотоэмульсии с вертикальными следами частиц сканируют дважды, каждый раз вдоль оси  $x$ , но при различных ориентациях узкой освещенной области относительно оси  $x$ . Для углов ориентации, равных  $+45^\circ$  и  $-45^\circ$  координаты вертикального следа частицы  $x$  и  $y$  находят из уравнений

$$2x = x_1 + x_2; \quad 2y = x_1 - x_2, \quad (31)$$

где  $x_1$  и  $x_2$  — координаты положения ядерной фотоэмульсии в моменты времени, когда вертикальный след частицы находится внутри узкой освещенной области. Если число вертикальных следов частиц в поле зрения системы  $N > 1$ , то число независимых ориентаций узко освещенной области относительно оси  $x$  надо увеличить до  $2N$ . Ожидаемая скорость просмотра ядерной фотоэмульсии при помощи мезооптического конденсора составляет 10—20 мм<sup>2</sup>/с.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставим теперь возможности и ограничения изложенных выше методов решения проблемы глубины резкости. Прежде всего заметим, что мезооптика имеет наивысшие характеристики по сравнению с традиционной изображающей оптикой или голографией и позволяет построить системы, которые, будучи специализированными, наиболее полно отвечают актуальным потребностям физики высоких энергий. Есть все основания ожидать, что мезооптика станет источником второго дыхания методики трековых детекторов. Большинство мезооптических систем называются специализированными потому, что мезооптика дает важные преимущества над классической изображающей оптикой только для узкого класса объектов, состоящих из цепочки точечноподобных элементов. Вне этого класса объектов мезооптику использовать, как правило, нецелесообразно. В то же время область применения ряда мезооптических устройств может оказаться более широкой, чем это предполагалось выше. Так, мезооптический фурье-микроскоп является одновременно томографическим устройством нового типа.

**Классический фотообъектив.** В науке и технике классический фотообъектив по традиции используют повсеместно для наблюдения и фотографирования очень широкого класса объектов. В физике высоких энергий классический фотообъектив можно встретить в фоторегистраторах трековой камеры, в микроскопе для наблюдения следов частиц в ядерной фотоэмульсии, а также в просмотрных и сканирующих системах. Недостаток классического фотообъектива в том, что его разрешающая способность в поперечном направлении  $\Delta x$  связана однозначно с глубиной резкости изображения  $\Delta z$ :

$$\Delta x = \sqrt{2\lambda\Delta z}. \quad (32)$$

Поэтому классический объектив не может быть использован для фотографирования элементов трека размером  $d = 5$  мкм в трековой камере глубиной  $\Delta z = 100$  мм.

**Голограмма волнового поля.** Для регистрации событий в трековой камере глубиной  $\Delta z$  достаточно, чтобы степень монохроматичности излучения одномодового лазера  $\lambda/\Delta\lambda$  удовлетворяла соотношению

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} > \frac{\lambda\Delta z}{12 d^2}. \quad (33)$$

Так как относительное затенение трековой камеры следами частиц обычно мало, то на стадии получения голограммы волнового поля используют схему Габора или регистрируют голограмму сфокусированных изображений. Существенный недостаток голограммы волнового поля в том, что на стадии восстановления с неизбежностью используют традиционную изображающую оптику со всеми ее

ограничениями. Их можно устранить, если вместо классического фотообъектива взять мезооптический изображающий элемент, глубина резкости которого имеет требуемое постоянное или перестраиваемое значение при высоком разрешении в поперечном направлении.

**Голограмма интенсивности.** Решает проблему глубины резкости, но частично. Так, для  $\Delta x \geq 5$  мкм глубина резкости возрастает в 100 раз и более, однако при  $\Delta x \leq 1$  мкм глубина резкости лишь немного выше, чем у классического фотообъектива. Важное преимущество голограммы интенсивности состоит в том, что восстановленное изображение имеет высокий контраст по шкале интенсивности. В фотографии это соответствует  $\gamma = 2$ , что обычно достигается на небольшом перепаде интенсивностей света по объекту при определенном режиме проявления фотопленки. Второе преимущество метода в том, что на стадии восстановления возникают плоские изображения, как в обычной стереоскопии. Для их анализа хорошо подходят существующие системы обработки пленочной информации. Мезооптика здесь не требуется. Недостаток же голограммы интенсивности в том, что из-за высокого уровня некогерентного фона нагрузка трековой камеры частицами пучка будет существенно меньше, чем это допускает голограмма волнового поля.

**Объектив с кольцевой апертурой.** При большой глубине резкости эффективность светосбора, а также угловое поле зрения очень малы. Для устранения второго недостатка размер объектива с кольцевой апертурой должен быть во много раз больше размера классического фотообъектива. Наконец, интенсивность боковых лепестков в функции размытия точки велика, а их спад с расстоянием от центра изображения происходит медленнее, чем в классическом безабберационном фотообъективе. Это существенно снижает динамический диапазон системы. Поэтому объектив с кольцевой апертурой практического применения не получил.

**Мезооптические изображающие системы.** Эффективность светосбора лишь несколько меньше, чем в классическом фотообъективе, но существенно больше, чем в объективе с кольцевой апертурой. Однако угловое поле зрения так же мало, как в объективе с кольцевой апертурой. Проблема боковых лепестков частично решена в мультиаксиконах. Уникальными свойствами обладает шаровой мезооптический объектив. Однако здесь еще не решена проблема иммерсионной ванны и не найдена оптимальная конструкция шарового мезооптического объектива. Тем не менее можно утверждать, что именно он найдет широкое применение в трековых камерах, в методике ядерной фотоэмульсии и в системах наблюдения событий, восстановленных при помощи голограмм.

**Мезооптический фурье-микроскоп.** Это — специализированная система для поиска следов частиц, идущих под малым углом погружения. Обладает высоким быстродействием: в МФМ нет стадии сканирования по глубине, а информация о положении следа частицы

в пространстве имеет компактную форму, не расчлененную на отдельные элементы следа частицы. Наконец, процесс распознавания прямых следов частиц ведется в МФМ при помощи когерентного пучка света практически мгновенно. Все это достигается тем, что мезооптическое зеркало МФМ имеет сложную поверхность вращения, а размеры его во много раз больше любого традиционного объектива микроскопа.

**Мезооптический фурье-микроскоп как томографическое устройство нового типа.** Как известно, томограммой называют изображение внутренней структуры трехмерного объекта в плоском срезе, полученное без разрушения объекта. Чтобы получить томограмму, объект просвечивают в тонком слое под большим числом ракурсов и полученные данные подвергают обратному преобразованию Радона. На томограмме можно видеть распределение плотности атомных ядер данного типа, упругие характеристики среды, анатомические или биохимические параметры, а также поле скоростей жидкости. Томограмма, которую получают при помощи МФМ, имеет свои особенности. Во-первых, МФМ «видит» только прямолинейные объекты с малым углом погружения. Во-вторых, томограмма в МФМ состоит из совокупности ярких точек на темном фоне. Каждая точка есть место пересечения плоскости томограммы прямолинейным объектом, идущим под углом  $90^\circ$  к плоскости томограммы. Все остальные прямолинейные объекты, которые идут под острым углом к плоскости томограммы, на такой томограмме не видны. Разрешение по углу ориентации прямолинейного объекта не хуже  $5'$ . Стадии обратного преобразования здесь нет. Каждая ядерная фотопластинка со следами заряженных частиц имеет размеры  $200 \times 100 \times 0,2$  мм. Полное число элементов разрешения на одной такой фотопластинке составляет  $1,6 \cdot 10^{12}$  бит, что эквивалентно  $2 \cdot 10^7$  традиционным томограммам с числом элементов изображения  $256 \times 256$ .

**Мезооптические микроскопы для вертикальных следов частиц.** Предназначены для быстрого поиска вертикальных следов частиц в ядерной фотоэмульсии. В них полностью устранена операция сканирования вдоль оси  $z$ , неизбежная в классическом и в традиционном конфокальных микроскопах, а также решена проблема боковых лепестков функции размытия точки, которая типична для любой изображающей системы с кольцевой апертурой.

Уникальные свойства имеет мезооптический конденсор, в котором из трех операций сканирования вдоль осей  $x$ ,  $y$  и  $z$ , имевшихся в традиционном оптическом микроскопе, осталось только перемещение вдоль оси  $x$ . Чтобы получить полную информацию о вертикальном следе частицы, достаточно повторить дважды сканирование вдоль оси  $x$  при различных положениях мезооптического конденсора относительно оси  $x$ .

**Где использовать мезооптику?** Мезооптику целесообразно использовать в голографии на стадии восстановления, наблюдения и считывания изображений ядерных взаимодействий, а также в тра-

диционных системах просмотра и обмера событий на фотографиях, полученных в трековых камерах с магнитным полем. Последняя возможность возникла после того, как было показано теоретически и экспериментально, что МФМ позволяет оперативно измерять радиус кривизны следа частицы. Чтобы МФМ мог работать в традиционной системе просмотра и обмера событий, необходимо использовать дополнительно обратный микроскоп, который уменьшает поле зрения системы. Система из указанных трех элементов будет иметь большое отношение диаметра фокальной окружности к диаметру поля зрения и небольшие габариты. Наконец, классический фотообъектив целесообразно заменить мезооптическим в тех трековых камерах, где загрузка первичными частицами пучка невелика.

**Выводы.** Исследования по мезооптике сейчас ведутся на стадии теоретических исследований и экспериментов на макетах или с реально действующими мезооптическими элементами. Успешно решены технологические проблемы изготовления мезооптического зеркала с кольцевым откликом диаметром 160 мм и пространственным разрешением 1,5 мкм. Однако в настоящее время еще нет ни одного мезооптического прибора, который находился бы в эксплуатации в комплексе с компьютером. Поэтому можно говорить только о потенциальных возможностях мезооптических систем, изложенных в обзоре. Напомним, в частности, что источником высокого быстродействия мезооптического фурье-микроскопа для ядерной фотоэмульсии является то, что вместо универсального оптического микроскопа здесь используют специализированную систему, настроенную на узкий класс объектов. Это позволяет устранить операцию сканирования по глубине слоя ядерной фотоэмульсии и одновременно сохранить информацию о  $z$ -координате прямого следа частицы.

В последнее время было показано, что габаритные размеры мезооптических элементов можно уменьшить. Было также экспериментально установлено, что в мезооптическом фурье-микроскопе для ядерной фотоэмульсии видны не только прямые следы частиц с малым углом погружения, но также прямые следы частиц, идущие под углом  $30\text{--}40^\circ$  к плоскости ядерной фотоэмульсии. Наконец, есть все основания ожидать, что класс объектов, которые можно наблюдать и исследовать при помощи мезооптики, будет постоянно расширяться.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комар А. П., Стабников М. В., Турухано Б. Г. // ДАН СССР. 1966. Т. 169. С. 1052—1053.
2. Комар А. П., Стабников М. В., Турухано Б. Г., Турухано Н. Препринт ФТИ АН СССР № 079. Л., 1968.
3. Сороко Л. М. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 3. С. 688—732.
4. Стабников М. В., Томбак М. Ш. // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1073—1075.

5. Kozlov V. S., Stabnikov M. V., Tarakanov V. I., Tombak M. A.//Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 140. P. 125—131.
6. Dykes M., Lecoq P., Gusewell D. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 179. P. 487—493.
7. Eisler F. R.//Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 163. P. 405—411.
8. Клименко И. С., Матинян Е. Г., Налимов И. П.//Оптика и спектроскопия. 1969. Т. 26. С. 1019—1026.
9. Welford W. T.//Appl. Optics. 1966. Vol. 5. P. 872—873.
10. Мельниченко А. И., Силаев В. И. Препринт ИТЭФ-9. М., 1981.
11. Мельниченко А. И., Силаев В. И. Препринт ИТЭФ-105. М., 1981.
12. Venichou J. L., Nerve A., Johansson K. E. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 214. P. 245—251.
13. Баканов Л. В., Воробьев Б. А., Зубарев А. Н. и др. Сообщение ОИЯИ P13-84-285. Дубна, 1984.
14. Баканов Л. В., Лебедев В. Д., Найденов А. Ф. Препринт ЛИЯФ-1163. Л., 1986.
15. Беккер А. М., Бухтоярова Н. И., Томбак М. А. Препринт ЛИЯФ-1014. Л., 1984.
16. Мельниченко И. А. Препринт ИТЭФ-12. М., 1987.
17. Стабников М. В., Томбак М. А. Труды международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий. Дубна, 1971. С. 382—383.
18. Komarov V. I., Savchenko O. V.//Nucl. Instrum. and Methods. 1965. Vol. 34. P. 289—292.
19. Kulyukin M. M., Stabnikov M. V., Tombak M. A., Shcherbakov Yu. A.//Proc. Intern. Conference on Instrumentation for High Energy Physics, ed. Stanislao Stipeich, Frascati. Ital. 1973. P. 235—236.
20. Калимов А. Г., Козлов В. С., Лобанов О. В. и др. Препринт ЛИЯФ-407. Л., 1978.
21. Стабников М. В., Томбак М. А. Препринт ЛИЯФ-497. Л., 1979.
22. Томбак М. А. Препринт ЛИЯФ-499. Л., 1979.
23. Калимов А. Г., Козлов В. С., Стабников М. В. и др. Препринт ЛИЯФ 518. Л., 1979.
24. Ульман П., Ульман Х., Щербаков Ю. А., Зелигер К. Сообщение ОИЯИ P13-12260. Дубна, 1979.
25. Будзяк А., Иванов И. Ц., Панюшкин В. А. и др. Препринт ОИЯИ 1-80-299. Дубна, 1980.
26. Будзяк А., Иванов И. Ц., Козлов В. С. и др. Сообщение ОИЯИ 1-80-303. Дубна. 1980.
27. Rohrbach F., Bonnet J. J., Cathenoze M.//Nucl. Instrum. and Methods. 1973. Vol. 111. P. 485—495.
28. Буссо Л., Кулюкин М. М., Лозанский Э. Д. и др. Препринт ОИЯИ P13-9131. Дубна, 1975.
29. Falomkin I. V., Kulyukin M. M., Lozansky E. D. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1975. Vol. 131. P. 431—436.
30. Буссо Л., Кулюкин М. М., Лозанский Э. Д. и др.//ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 785—793.
31. Kalimov A. G., Kozlov V. S., Stabnikov M. V. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 185. P. 81—82.
32. Ульман П., Ульман Х., Щербаков Ю. А., Зелигер К. Препринт ОИЯИ 13-81-321. Дубна, 1981.
33. Содномын Э., Бан Хе Сон, Йирка В. и др. Сообщение ОИЯИ P-13-87-312. Дубна, 1987.
34. Falomkin I. V., Ivanov I. Ts., Khovansky N. N. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1985. Vol. A236. P. 289—293.
35. Majka R., Cardello T., Dhawan S. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 192. P. 241—252.
36. Eckardt V., Wenig S.//Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1985. Vol. A234. O P. 606—609.



37. **Монтане Л., Ройкрофт С.**//УФН. 1984. Т. 142. С. 635—653.
38. **Drevermann H., Geissler K. K., Johansson K. E.**//Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1985. Vol. 242. P. 65—74.
39. **Hobson P. R., Imrie D. C., Lush G. J.**//Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1985. Vol. A239. P. 155—159.
40. **Drevermann H., Krischer W.**//Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1985. Vol. A239. P. 160—174.
41. **Гончаров В. А., Зотов А. Ю., Кистенев Э. П. и др.** Препринт ИФВЭ-86-107. Серпухов, 1989.
42. **Белокопытов Ю. А., Воробьев А. П., Гончаров В. А. и др.** Препринт ИФВЭ-86-106. Серпухов, 1986.
43. **Алешин Ю. Д., Гончаров В. А., Карлов Т. Д. и др.** Препринт ИТЭФ-4. М., 1987.
44. **Stroke G., Restrict R.**//Appl. Phys. Lett. 1965. Vol. 7. P. 229—231.
45. **Lohmann A. W.**//J. Opt. Soc. Amer. 1965. Vol. 55. P. 1555—1556.
46. **Worthington H. R.**//J. Opt. Soc. Amer. 1966. Vol. 56. P. 1397—1398.
47. **Cochran G.**//J. Opt. Soc. Amer. 1966. Vol. 56. P. 1513—1517.
48. **Быковский Ю. А., Зарубин А. М., Ларкин А. И.**//ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 2067—2069.
49. **Быковский Ю. А., Зарубин А. М., Ларкин А. И.**//Квантовая электроника. 1987. Т. 13. С. 1770—1783.
50. **Быковский Ю. А., Зарубин А. М., Ларкин А. И. и др.** Сообщение ОИЯИ Р1-86-669. Дубна. 1986.
51. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1970. С. 650.
52. **А.с. 1140085 СССР, МКИ<sup>4</sup> G 03 B 35/08.** Способ стереоскопической съемки/А. М. Зарубин, А. И. Ларкин//Открытия. Изобретения. 1985. № 6, С. 148.
53. **Linfoot E. N., Wolf E.**//Proc. Phys. Soc. 1953. Vol. B66. Part 2. P. 145—149.
54. **Welford W. T.**//J. Opt. Soc. Amer. 1960. Vol. 50. P. 749—753.
55. **Bizzarri R.** Preprint CERN-EP-EHS-PH-81-11, 1981.
56. **Bizzarri R., Schiller C.** Preprint CERN-EP-EHS-PH-81-13, 1981.
57. **Сороко Л. М.** Сообщение ОИЯИ Д1-82-642. Дубна, 1982.
58. **Bence Gy. L., Soroko L. M.** Preprint JINR E13-84-310. Dubna, 1984.
59. **McLeod J. H.**//J. Opt. Soc. Amer. 1954. Vol. 44. P. 592—597.
60. **McLeod J. H.**//J. Opt. Soc. Amer. 1960. Vol. 50. P. 166—169.
61. **Dyson J.**//Proc. Roy. Soc. 1958. Vol. A248. P. 93—106.
62. **Mikhailova I. A., Nalivaiko V. I., Soldatenkov I. S.**//Optik. 1984. Vol. P. 267—278.
63. **Ведерников В. М., Вьюхин В. Н., Кирьянов В. П. и др.**//Автометрия. 1981. № 3. С. 3—17.
64. **Koronkevich V. P., Kirijanov V. P., Kokoulin F. I. e.a.**//Optik. 1984. Vol. 67. P. 257—266.
65. **Rioux M., Tremblay R., Belanger P. A.**//Appl. Optics. 1978. Vol. 17. P. 1532—1536.
66. **Bryngdahl O.**//J. Opt. Soc. Amer. 1971. Vol. 61. P. 169—172.
67. **Bryngdahl O.**//J. Opt. Soc. Amer. 1970. Vol. 60. P. 915—917.
68. **Голуб М. А., Карнеев С. В., Прохоров А. М. и др.**//Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 618—623.
69. **Данилов В. А., Попов В. В., Прохоров А. М. и др.**//Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 810—815.
70. **Гончарский А. В., Данилов В. А., Попов В. В. и др.**//ДАН СССР. 1983. Т. 273. С. 605—608.
71. **Гончарский А. В., Сисакян И. Н., Степанов В. В.**//ДАН СССР. 1984. Т. 279. С. 68—71.
72. **Гончарский А. В., Данилов В. А., Попов В. В. и др.**//Квантовая электроника. 1984. Т. 11. С. 166—168.

73. Гончарский А. В., Данилов В. А., Попов В. В. и др.// Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 660—662.
74. Акопян В. С., Даниленко Ю. К., Данилов В. А. и др.// Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 401—402.
75. Сороко Л. М. Мезооптика, голография и оптический процессор// Методы и устройства оптической голографии. Л.: ЛИЯФ. 1983. С. 189—205.
76. Faggiano A., Gadda C., Moro P. e.a.// Proc. SPIE. 1986. Vol. 656. P. 213—218.
77. А.с. 743424 СССР, МКП<sup>2</sup> G 01 T 5/10, G 03 H 5/00. Устройство для автоматического измерения угловых распределений следов частиц / Л. М. Сороко// Открытия. Изобретения. 1981. № 21. С. 262.
78. Астахов А. Я., Комов Г. М., Сидорова В. И. и др. Сообщение ОИЯИ P13-83-119. Дубна, 1983.
79. Бенце Д., Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-85-136. Дубна, 1985.
80. Бенце Д., Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-85-137. Дубна, 1985.
81. Бенце Д., Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-85-138. Дубна, 1985.
82. Астахов А. Я., Бенце Д., Вег Я. и др. Сообщение ОИЯИ P13-87-275. Дубна, 1987.
83. Bencze Gy. L., Soroko L. M. Communication of JINR E13-87-387. Dubna, 1987.
84. Bencze Gy. L., Soroko L. M. Communication of JINR E13-87-389. Dubna, 1987.
85. Bencze Gy. L., Soroko L. M. Communication of JINR E13-87-388. Dubna, 1987.
86. Бенце Д., Кишваради А., Нитраи Г., Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-86-630. Дубна, 1986.
87. А.с. 1249602 СССР, МКП<sup>4</sup> G 01 T 5/02. Устройство для просмотра ядерной фотоэмульсии/Л. М. Сороко// Открытия. Изобретения. 1986, № 29. С. 233.
88. Бенце Д., Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-86-659. Дубна, 1986.
89. Бенце Д., Пальчикова И. Г., Полещук А. Г., Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-86-240. Дубна, 1986.
90. Коронкевич В. П., Лейкова Г. А., Михальцова И. Г. и др.// Автотметрия. 1985. № 1. С. 4—25.
91. Коронкевич В. П., Пальчикова И. Г., Полещук А. Г., Юрлов Ю. И. Препринт Института автоматики и электрометрии № 265. Новосибирск, 1985.
92. Soroko L. M. Preprint JINR E13-87-292. Dubna, 1987.
93. Сороко Л. М. Гильберт-оптика. М.: Наука, 1981.
94. Øgland J. W.// Appl. Optics. 1978. Vol. 17. P. 2917—2923.
95. Бенце Д., Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-87-594. Дубна, 1987.
96. Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-87-527. Дубна, 1987.
97. Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-87-169. Дубна, 1987.
98. Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-87-170. Дубна, 1987.
99. Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-87-358. Дубна, 1987.
100. Бенце Д., Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-85-502. Дубна, 1985.
101. Бенце Д., Пальчикова И. Г., Полещук А. Г., Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-87-474. Дубна, 1987.
102. А.с. 1121637 СССР, МКП<sup>3</sup> G 01 T 5/10. Устройство для многоканального сканирования ядерной фотоэмульсии /Л. М. Сороко// Открытия. Изобретения. 1986. №. 40. С. 138.
103. Астахов А. Я., Бенце Д., Кишваради А. и др. Сообщение ОИЯИ P13-85-378. Дубна, 1985.
104. Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ P13-87-468. Дубна, 1987.
105. А.с. 1234796 СССР, МКП<sup>4</sup> G 01 T 5/10. Устройство для наблюдения следов частиц в ядерной фотоэмульсии/Л. М. Сороко// Открытия. Изобретения. 1986. № 20. С. 203.

106. Sheppard C. J. R., Choudhury A.//Optica Acta. 1977. Vol. 24.P. 1051—1073.
107. Wilson T.//Appl. Optics. 1981. Vol. 20. P. 3238—3244.
108. Sheppard C. J. R., Hamilton D. K., Cox I. J.//Proc. Roy. Soc. London. 1983. Vol. A387. P. 171—186.
109. Wilson T., Sheppard C. J. R. Theory and practice of scanning optical microscope. London: Academic Press, 1984.
110. А.с. 1183934 СССР, МКИ<sup>4</sup> G 02 B 21/00. Микроскоп/Л. М. Сороко//Открытия. Изобретения. 1985. № 37. С. 191.
111. Сороко Л. М. Сообщение ОИЯИ Р13-87-576. Дубна, 1987.
112. А.с. 1273861 СССР, МКИ<sup>4</sup> G 02 B 21/00. Микроскоп / Л. М. Сороко//Открытия. Изобретения. 1986. № 44. С. 180.
113. Сороко Л. М. Интроскопия. М.: Энергоатомиздат, 1983.