

УДК 539.107.3

ПРИМЕНЕНИЕ ГОЛОГРАФИИ В ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ ВЫСОКОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Е. Бартке, И. Ц. Иванов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Изложены физические основы и принципы создания трековых детекторов высокого разрешения на основе применения голографии в пузырьковых и стримерных камерах. Описаны и приведены характеристики действующих и разрабатываемых пузырьковых и стримерных камер с голографическим съемом информации и их применение в экспериментах для поиска и изучения реакций рождения короткоживущих частиц. Описаны также системы для обработки информации с голограмм с трековых детекторов.

Underlying physical principles and general problems of the development of high-resolution track detectors, bubble and streamer chambers using holography are described. Characteristics of the holographic bubble and streamer chambers, both operational and being developed, are given together with their application in experiments aimed at the investigation of the reactions producing short-lived particles. Systems for processing the holographic information from the track detectors are also described.

ВВЕДЕНИЕ

Детекторы заряженных частиц, в которых имеется возможность проследить путь частицы и все изменения, происшедшие с ней на этом пути, давно занимают видное место в методах экспериментальной ядерной физики. К таким детекторам относятся пузырьковые и стримерные камеры.

В последнее время в связи с открытием новых семейств элементарных частиц, характеризующихся очень коротким временем жизни порядка 10^{-12} с и меньше (очарованные мезоны и барионы, τ -лептоны), создание трековых детекторов с повышенным пространственным разрешением оказалось очень актуальным.

С развитием лазерной техники и голографии появились новые возможности в этой области.

Идея применения лазера для освещения пузырьковой камеры обсуждалась впервые в начале 60-х годов. На Международной конференции по физике высоких энергий в 1964 г. группа физиков из Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР, Московского физико-технического института и Объединенного института ядерных исследо-

ваний представила работу под названием «Об освещении пузырьковых камер и камер Вильсона с помощью оптического квантового генератора» [1]. На основе экспериментов, проведенных с рубиновым лазером и макетом пузырьковой камеры, авторы заключают, что применение лазера для освещения трековых камер вполне возможно и что из-за большой яркости и монохроматичности излучаемого им света можно значительно повысить контраст фотографического изображения следов частиц и фотографировать пузырьки (или капли) меньших размеров.

Идея голографической регистрации треков в пузырьковой камере была высказана в 1965 г. ленинградскими физиками А. П. Комаром, М. В. Стабниковым и Б. Г. Турухано [2] и английским физиком В. Т. Уильфордом [3], которые обратили внимание на то, что голография позволяет увеличить пространственную разрешающую способность камеры, а также повысить ее эффективность путем увеличения загрузки пучковыми частицами.

Вскоре после работы Уильфорда были проведены первые голографические эксперименты с макетами камер [4]. Практическая реализация идеи применения голографии была осуществлена в 1968 г. в работах ленинградских физиков, которые создали первую голографическую пузырьковую камеру [5] (см. разд. 5). Однако из-за отсутствия в то время хороших источников когерентного излучения, отвечающих требованиям длительного эксперимента на пучке, эта работа не нашла практического применения. Интерес к голографическим пузырьковым камерам возродился в конце 70-х годов, когда в связи с открытием новых короткоживущих частиц возникла необходимость создания визуальных детекторов с высоким пространственным разрешением. Тогда в проведенных в ЦЕРН опытах [6] было показано, что в малогабаритной пузырьковой камере с голографическим съемом информации может быть достигнуто разрешение 6 мкм на глубине в несколько сантиметров. Такая камера, работающая в режиме повышенной частоты срабатывания до 50 Гц в интенсивном пучке 10^3 частиц в импульсе, является идеальным «вершинным детектором» для гибридных спектрометров, предназначенных для поиска и изучения короткоживущих частиц. В ЦЕРН, Ленинграде и Дубне (ОИЯИ) ведутся разработки голографических пузырьковых камер для полномасштабного применения в физическом эксперименте (см. разд. 5).

Для регистрации треков в стримерных камерах голография была впервые применена в 1973 г. физиками из ЛИЯФ и ОИЯИ, которые получили голограммы треков электронов от β -распада ^{90}Sr [7] в стримерной камере, заполненной гелием при атмосферном давлении. Разработки голографических стримерных камер с разными рабочими газами при нормальном и повышенном давлении ведутся в Ленинграде, Дубне (ОИЯИ), ЦЕРН и США (см. разд. 5).

После первого обзора Л. М. Сороко по применению голографии в физике высоких энергий [8], в связи с актуальностью и развитием трековых детекторов высокого пространственного разрешения

(ТДВПР), недавно появилось несколько обзоров по данной тематике [9—12]. Авторы данной работы ставили себе задачу более подробно представить лазерно-голографическую часть ТДВПР, а также методы обработки голографической информации.

1. ПУЗЫРЬКОВЫЕ И СТРИМЕРНЫЕ КАМЕРЫ В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ

Пузырьковые и стримерные камеры — это трековые детекторы, в которых электрически заряженные частицы оставляют следы, состоящие соответственно из маленьких пузырьков пара в перегретой жидкости или из так называемых стримеров — электрических разрядов в газе в начальной стадии их развития. Применяя стереофотографию или голографию, можно зарегистрировать эти следы на фотопленке и определить затем их пространственные характеристики. Помещение камеры в магнитное поле позволяет определять импульсы частиц по кривизне треков и проводить не только геометрический, но и кинематический анализ зарегистрированных событий. Таким образом, пузырьковые и стримерные камеры дают возможность регистрировать и детально изучать отдельные случаи взаимодействия частиц в среде камеры или расположенной в ней мишени. Благодаря таким свойствам эти камеры нашли широкое применение в физике высоких энергий и элементарных частиц.

Пузырьковая камера, изобретенная американским физиком Д. Глезером в 1952 г. [13], через несколько лет нашла применение в физическом эксперименте, а в 60-х годах эта методика получила широкое развитие. Были разработаны камеры с разными рабочими жидкостями [14]. Особое значение получили жидководородные камеры, в которых можно изучать элементарные взаимодействия в наиболее чистых условиях. Для изучения взаимодействий на нейтронах водородные камеры заполняют дейтерием. Кроме водорода в качестве рабочей среды применяются смеси неона с водородом, пропан, фреон, а также гелий и ксенон. Тяжелые жидкости обеспечивают высокую эффективность регистрации γ -квантов высокой энергии, которая в случае ксенона равна почти 100%. Размеры камер в начале 60-х годов достигали около 2 м, их металлический корпус в форме цилиндра или прямоугольного параллелепипеда имел одно или два расположенных друг против друга окна из оптического стекла, через которые объем камеры освещался и фотографировался. Такие камеры были созданы также и в ОИЯИ: двухметровые пропановая камера [15] и жидководородная камера «Людмила» [16]. В начале 70-х годов, в связи с возрастающим интересом изучения взаимодействий нейтрино, были созданы пузырьковые камеры объемом в десятки кубических метров [17]. Эти камеры имели форму цилиндрического или почти сферического стального сосуда с несколькими маленькими окнами для размещения импульсных ламп и широкоугольных объективов. Самыми большими являются 15-футовая камера в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (США) и камера ВЕВС

в ЦЕРН, диаметр которых составляет около 3,7 м, а рабочий объем превышает 20 м³. Внутри больших камер иногда размещают трекочувствительную мишень в виде прямоугольной коробки из прозрачного материала. Это позволяет, например, изучать взаимодействия в водородной мишени и наблюдать возникающие в этих взаимодействиях вторичные частицы в более тяжелой среде, обеспечивающей эффективную регистрацию γ -квантов, например, в неон-водородной смеси [18].

В ОИЯИ была разработана жидкодеутериевая трекочувствительная мишень [19] для двухметровой водородной камеры «Людмила», которая позволила получить уникальные данные по dd -взаимодействию без заполнения дейтерием всего объема камеры.

С целью повышения скорости набора статистики были разработаны быстроциклирующие камеры [18], которые способны делать несколько десятков расширений за цикл ускорителя вместо одного или двух. Это — 40-дюймовая камера в Станфордской лаборатории (США) и 80-см камеры в ЦЕРН в составе так называемого Европейского гибридного спектрометра (ЕГС). В настоящее время пузырьковые камеры имеются во всех лабораториях, располагающих крупными ускорителями, и их общая производительность достигает нескольких десятков миллионов снимков в год. Во многих лабораториях были созданы центры обработки информации от пузырьковых камер, оснащенные просмотровыми столами, полуавтоматическими и автоматическими измерительными приборами и мощными ЭВМ. В течение многих лет пузырьковая камера считалась идеальным детектором для изучения взаимодействий частиц высокой энергии. С помощью пузырьковых камер были открыты многие элементарные частицы и большинство ныне известных резонансных состояний, изучены многие реакции как в эксклюзивном, так и в инклюзивном подходе, открыты нейтральные слабые токи в нейтринных взаимодействиях.

Однако возможности пузырьковой камеры для современных исследований ограничены. Пузырьковая камера не является управляемым детектором, и это затрудняет ее применение для изучения очень редких процессов.

Указанного недостатка нет у стримерной камеры. Это управляемый детектор, который можно запускать сигналом, поступающим от счетчиков или других электронных детекторов. В 1963 г. Г. Е. Чиковани и др. [20] обнаружили, что электрический разряд в искровой камере развивается вдоль траектории ионизирующей частицы, даже если она проходит под большим углом к направлению электрического поля, и искровую камеру с большим зазором между электродами можно использовать как изотропный трековый детектор. Стримерные камеры нашли применение в физическом эксперименте в начале 70-х годов [21]. Стримерная камера представляет собой заполненный газом объем между двумя плоскопараллельными электродами. После прохождения заряженной частицы на эти электроды подается импульс высокого напряжения, под действием которого в газе начинается

развитие разряда на первичных электронах. Начальная стадия этого разряда — лавины, переходящие в стримеры, которые формируются вдоль траектории частицы и локализуют ее след в камере. Стримеры можно фотографировать, так как они являются самосветящимися объектами. Исключения составляют водород и дейтерий, в которых стримеры высвечивают в области дальнего ультрафиолета 100 — 120 нм, и для их регистрации применяют электронно-оптические преобразователи (ЭОП). С помощью стримерных камер можно изучать взаимодействия частиц в газе, заполняющем камеры, в также в мишенях из разных материалов, размещенных в объеме камеры; причем в ОИЯИ был разработан метод, позволяющий использовать металлические мишени. На зарегистрированных следах частиц возможны ионизационные измерения [22].

Стримерные камеры для исследований в области физики высоких энергий обычно имеют длину 1—2 м, одна из самых больших стримерных камер длиной 5 м была создана в ОИЯИ для спектрометра РИСК [23]. Стримерные камеры используют для изучения реакций, вызванных частицами высокой энергии и релятивистскими ядрами. Они работают в интенсивных пучках с системой отбора событий определенного типа при помощи электронных детекторов. По контрастности изображения и разрешающей способности они пока уступают пузырьковым камерам, однако управляемость позволяет использовать их для исследования процессов, проходящих с малыми сечениями. Остановимся на классических схемах фоторегистрации треков в пузырьковых и стримерных камерах. В жидководородных камерах малых и средних размеров применяется схема освещения на просвет или схема с отражателем. В схеме на просвет (рис. 1, а) источник света и фотоаппарат находятся с противоположных сторон камеры. Пучок света от импульсной лампы проходит через камеру и фокусируется между объективами стереофотоаппарата. В объективы фотоаппарата попадает только свет, рассеянный образовавшимися в объеме камеры пузырьками. Это — схема освещения темного поля. В схеме с отражателем импульсные лампы находятся рядом с объективами стереофотоаппарата и свет отражается обратно в направлении объективов при помощи зеркал или отражателя «скотчлайт», закрепленных на противоположной к окну стенке камеры. В зависимости от того, попадает ли отраженный пучок света в объективы фотоаппарата или нет, имеем схему освещения светлого (рис. 1, б) или темного (рис. 1, в) полей. Метод светлого поля с отражателем скотчлайт нашел применение в многокубовых камерах. Внутренняя поверхность этих камер обклеена скотчлайтом, а фотографирование ведется при помощи широкоугольных объективов типа «рыбий глаз», прямо примыкающих к жидкости, заполняющей камеру. Употребляемые для освещения камеры импульсные лампы имеют форму кольца, окружающего зрачок объектива. В камерах с тяжелыми жидкостями применяется иногда боковое освещение.

Точность воспроизведения треков, зарегистрированных в пузырь-

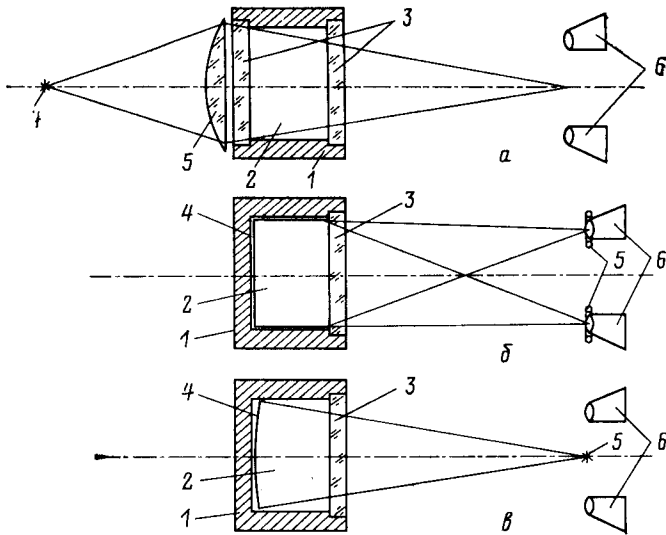


Рис. 1. Схемы освещения пузырьковых камер:

а — схема на просвет (темное поле): 1 — корпус камеры; 2 — рабочий объем; 3 — окна камеры; 4 — импульсная лампа; 5 — конденсор; 6 — стереофотоаппарат; *б* — схема с отражателем скотчлайт (светлое поле): 1 — корпус камеры; 2 — рабочий объем; 3 — окно камеры; 4 — отражатель скотчлайт; 5 — импульсные лампы; 6 — стереофотоаппарат; *в* — схема темного поля с отражателем, построенная по автоколлимационному принципу: 1 — корпус камеры; 2 — рабочий объем; 3 — окно камеры; 4 — сферическое зеркало; 5 — импульсная лампа; 6 — стереофотоаппарат

ковой или стримерной камере, определяется ее пространственным разрешением, которое, в свою очередь, зависит от размера пузырьков или стримеров, от искажений, связанных с движением жидкости или газа в камере, а также от разрешения системы фотографирования и вносимых ею искажений (см. разд. 3). Размер пузырька в малых и средних классических камерах составляет 150—300 мкм, а в больших — 500 мкм и более. При давлении газа 1 атм стримеры имеют ширину порядка 1 мм, а длину несколько миллиметров.

В последние годы возникло новое направление в технике пузырьковых и стримерных камер: разработка небольших камер с высоким пространственным разрешением [10, 11]. В конце 70-х годов было открыто семейство элементарных частиц, обладающих новым квантовым числом — шармом (очарованием). Это короткоживущие частицы с временем жизни 10^{-13} — 10^{-12} с. Для наблюдения их распада требуются детекторы с высоким пространственным разрешением. Применение методики ядерной фотоэмульсии затруднено ввиду малых сечений образования новых частиц и трудности их поиска. В 1977 г. К. Фишер из Резерфордской лаборатории (Англия) выдвинул предложение применить для этой цели небольшие пузырьковые камеры, работающие в режиме с высоким пространственным разрешением, причем низкая эффективность регистрации редких событий

должна компенсироваться быстродействием камеры. В эксперименте по исследованию генерации короткоживущих частиц в пучке высокоэнергичных γ -квантов в Станфордской лаборатории [24] применялась 40-дюймовая жидководородная камера, работающая с частотой расширения 10 Гц в режиме повышенной плотности пузырьков. Кроме стандартных фотоаппаратов камера имела дополнительный объектив с высокой разрешающей способностью для регистрации пузырьков размером 55 мкм в слое толщиной 12 мм. В последнее время стали регистрировать пузырьки диаметром 40 мкм [25]. В других лабораториях начались разработка прецизионных быстроциклирующих пузырьковых камер и их применение в качестве вершинных детекторов. Эти небольшие камеры находятся вне магнитного поля и предназначены для визуального наблюдения ближайшей окрестности вершины взаимодействия с целью обнаружения распадов короткоживущих частиц. Импульс вторичных частиц измеряется в размещенной за камерой спектрометрической части установки. В Бернском университете была разработана маленькая фреоновая камера ВВС [26] диаметром 65 и глубиной 35 мм с освещением на просвет, способная работать с частотой расширения 5 Гц. В ЦЕРН была разработана водородная камера LEVC [27] диаметром 200 и глубиной 40 мм с отражателем скотчлайт на задней стенке камеры, рассчитанная на частоту расширения 30 Гц.

В этих двух камерах удалось добиться регистрации пузырьков размером около 30 мкм, что при небольшом масштабе фотографирования порядка 1—2 и тщательной конструкции камер с целью устранения движения жидкости дало разрешающую способность в несколько раз выше, чем в «обычных» камерах. Однако эти характеристики удалось получить только в тонком слое, толщиной всего около 5 мм. Это является следствием того, что глубина резкости изображения и пространственное разрешение в традиционной изображающей системе связаны между собой (см. разд. 3). Тем не менее обе камеры успешно применялись в экспериментах на суперсинхротроне ЦЕРН: камера ВВС в эксперименте NA18, в котором она выполняла роль вершинного детектора, размещенного перед большой стримерной камерой, а камера LEVC сначала самостоятельно в эксперименте NA13, а затем как вершинный детектор EGS [28] в эксперименте NA16. В указанных экспериментах было зарегистрировано несколько десятков очарованных мезонов D^0 (\bar{D}^0) и D^\pm , определены их основные характеристики и установлено парное рождение очарованных мезонов [29—31]. Эти исследования требуют дальнейшего повышения разрешающей способности вершинных детекторов и их эффективности, что возможно только с помощью голографии. Соответствующие разработки описаны в разд. 5.

В области стримерных камер велись разработки, направленные на улучшение их пространственного разрешения путем уменьшения размеров стримеров. Были созданы миниатюрные камеры высокого давления. Такие камеры разработаны в США (г. Йель) [32] и в Инсти-

туте Макса Планка в Мюнхене (ФРТ) [33]. Первая из них имеет размеры $4 \times 3 \times 0,45$ см и рассчитана на давление до 40 атм, вторая имеет диаметр 5 и глубину 2,3 см, давление до 20 атм. Напряженность электрического поля в этих камерах на порядок больше, чем в обычных стримерных камерах, работающих при атмосферном давлении, и достигает 330 кВ/см при очень коротком импульсе порядка 1 нс [11]. Среднеквадратичное отклонение стримеров от траектории частицы, которое определяет ширину трека, уменьшается с ростом давления газа как $1/\sqrt{p}$. В таких камерах регистрация стримеров диаметром 50—70 мкм и линейной плотности стримеров от 34 см^{-1} (5 атм) до 67 см^{-1} (20 атм) ведется с помощью ЭОП. Повышенная разрешающая способность делает эти камеры конкурентоспособными для детектирования короткоживущих частиц, а камера Йельского университета применялась в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми в эксперименте по изучению очарованных частиц [34]. Стримерные камеры, работающие при повышенном давлении, разработаны также в ОИЯИ [35] и ЦЕРН [36]. В них применяется лазерная техника, и поэтому они будут описаны более подробно в разд. 5.

2. ЛАЗЕРЫ И ГОЛОГРАФИЯ

Прежде чем приступить к изложению физических и технических вопросов, связанных с применением голографического съема информации с трековых детекторов, определим основные понятия и термины.

Лазеры. Лазерное излучение характеризуется следующими параметрами: а. *И н т е н с и в н о с т ь*. Для лазеров непрерывной генерации параметром, определяющим интенсивность излучения, является *мощность*. Лазеры этого типа употребляются при восстановлении с голограммы изображения объекта. Наиболее часто применяются гелий-неоновый (He — Ne) и аргоновый (Ar) лазеры.

Параметрами, определяющими интенсивность излучения для импульсных лазеров, являются *длительность импульса* и *сосредоточенная в этом импульсе энергия*. Используют импульсные лазеры на стадии регистрации голограмм, поскольку пузырьковые и стримерные камеры являются импульсными трековыми детекторами; обычно применяются твердотельные или жидкостные лазеры на красителях родамин 6В, 6Ж, кумарин 307 и др. (см. разд. 4). Накачка лазера на красителе производится либо импульсной лампой [37], либо азотным ($\lambda = 337 \text{ нм}$) [38], либо эксимерным ($\lambda = 308 \text{ нм}$) [39] лазерами.

Выходная энергия лазера определяется его конструкцией, объемом активной зоны, видом накачки и КПД.

б. *К о г е р е н т н о с т ь*. Лазерное излучение характеризуется временной и пространственной когерентностью. Временная когерентность основана на монохроматичности лазерного излучения, т. е. на том, что основное излучение сосредоточено в очень узкой спектральной полосе $\Delta\lambda$. Монохроматичность излучения определяет вре-

менную когерентность лазера или длину когерентности. Чтобы зарегистрировать интерференцию пучков ABC и ADC в плоскости фотопластины (рис. 2), необходимо, чтобы длина когерентности лазера, определяемая формулой $L_{\text{кор}} = c \Delta\tau_{\text{кор}} = c/\Delta\nu = \lambda^2/\Delta\lambda$, превышала оптическую разницу ΔS : $L_{\text{кор}} > \Delta S$, где $\Delta S = |ABC - ADC|$.

Длина когерентности определяется физическими свойствами используемой активной среды, качеством и точностью юстировки оптического резонатора лазера. Самая большая длина когерентности у газовых лазеров. Например, для гелий-неонового лазера с подстройкой резонатора в режиме колебаний TEM_{00q} можно получить длину когерентности от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров в зависимости от длины трубки лазера и его модификации. Использование эталона Фабри — Перо приводит к увеличению этой величины до десятков метров. В аргоновом лазере эталон Фабри — Перо сужает спектральную полосу и из семи линий генерации излучает только одну с длиной когерентности 12 м.

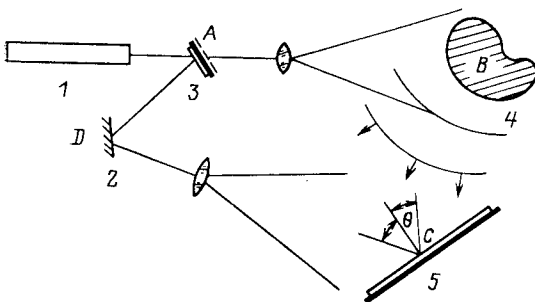
Пространственная когерентность лазеров сводится к возможности генерировать излучение в так называемой моде колебаний TEM_{00q} [40], т. е. подавить поперечные моды колебаний TEM_{mnq} при помощи настройки резонатора либо при помощи диафрагмы в оптическом резонаторе. Последний прием используют в рубиновых и жидкостных лазерах, где более сильно сказывается оптическая неоднородность кристалла или раствора, чем юстировки резонатора. Как правило, голографирование проводится при настройке лазера на основную моду колебаний TEM_{00q} . Это дает равномерную освещенность и максимальную пространственную и временную когерентность. Хорошие голограммы можно регистрировать также в режиме TEM_{mnq} при помощи специальных схем голографирования [41].

Принцип и схемы голографии. Греческое слово $\chi\omicron\lambda\omicron\sigma\varsigma$ [42], что означает «полный, целый», очень точно отражает суть голографии — метода регистрации как амплитуды, так и фазы рассеянной объектом волны. В этом заключается отличие от обычной фотографии, где фотоэмульсия регистрирует только интенсивность этой волны. Сущность голографии состоит в регистрации рассеянной объектом волны посредством интерференции с другой волной, когерентной с ней и

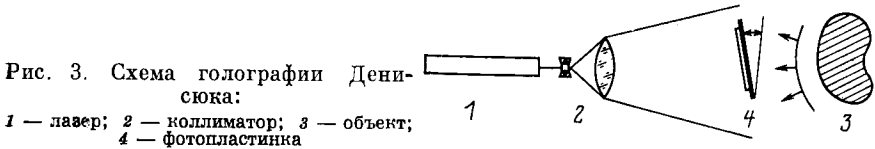
имеющей постоянные амплитуду и фазу (рис. 2). Интерференционная картина регистрируется в фоточувствительной среде: фотоэмульсии, кристалле, халкогениде и т. д.

Рис. 2. Френелевская схема голографии:

1 — лазер; 2, 3 — зеркала; 4 — объект; 5 — фотопластина

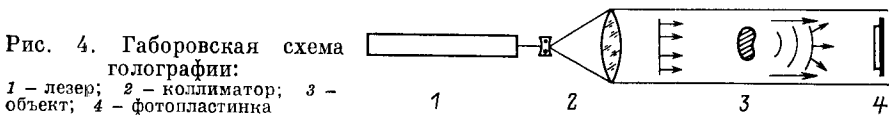


В зависимости от толщины используемой фотоэмульсии различают тонкослойные голограммы и объемные голограммы Денисюка [43] (рис. 3). В свою очередь, тонкослойные голограммы, в зависимо-



сти от способа формирования опорного пучка, бывают габоровские или осевые (рис. 4), френелевские и фурье-голограммы (рис. 2,5).

В указанных трех типах голограмм интерференционная картина имеет плотность интерференционных полос [44], равную $\nu = \frac{2 \sin 2\theta}{\lambda}$,

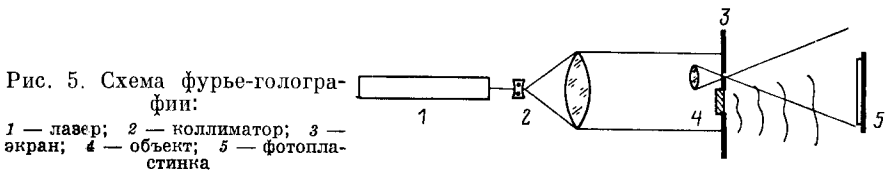


где ν — пространственная частота, измеряемая в линия/мм, поскольку толщина фотослоя не превышает несколько микрон. Здесь угол интерференции обеих волн 2θ ограничен разрешающей способностью фотоэмульсии N :

$$\arcsin \frac{\lambda \nu}{2} < N < \frac{1}{\Sigma},$$

где Σ — размер фотоэмульсионного зерна.

Голографический процесс двухступенчатый: первая ступень — это регистрация интерференционной картины со средней простран-



ственной частотой, определяемой углом между интерферирующими волнами. Обработанная фотопластинка содержит информацию об объекте в виде модуляции по амплитуде и фазе результирующего поля в зависимости от возмущений, которые вносит каждая точка объекта в опорную волну. Вторая ступень — это восстановление изображения голографируемого объекта. Для этой цели голограмму помещают в исходное положение и освещают той же опорной волной (рис. 6).

Тогда с голограммы восстанавливают два изображения объекта. Одно изображение формируется в том же самом месте, где находится объект во время голографирования. Поскольку оно находится за голограммой, с физической точки зрения — оно мнимое. Второе изображение

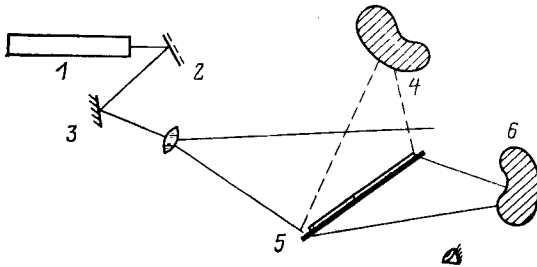


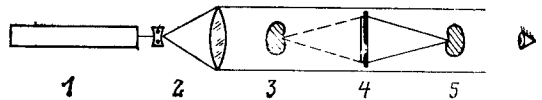
Рис. 6. Восстановление изображения с голограммы типа Френеля:

1 — лазер; 2, 3 — зеркала; 4 — мнимое изображение; 5 — голограмма; 6 — действительное изображение

объекта формируется перед голограммой, т. е. его можно увидеть на экране или спроецировать линзой, и его называют действительным изображением. При восстановлении изображения с голограммы типа Габора (рис. 7) оба изображения находятся на одной оси, что

Рис. 7. Восстановление изображения с голограммы типа Габора:

1 — лазер; 2 — коллиматор; 3 — мнимое изображение; 4 — голограмма; 5 — действительное изображение



может затруднить обработку голограмм. При восстановлении голограммы типа Френеля в двухлучевой схеме оба изображения разнесены в пространстве на угол 2θ (рис. 6), а для голограммы типа Фурье оба изображения лежат отдельно в одной плоскости.

Точное восстановление изображения объекта без aberrаций и искажений требует полной тождественности схемы записи по отношению к опорной волне и использования излучения с такой же длиной волны, как и при регистрации.

Параметры голограммы и голографического изображения. Из всех параметров голограммы и голографического изображения рассмотрим только те, которые имеют прямое отношение к пузырьковым и стримерным голографическим камерам:

а. Дифракционная эффективность голограммы (ДЭ). Дифракционная эффективность голограммы η является основным ее параметром, поскольку она определяет яркость и качество восстановленного с голограммы изображения, и определяется как отношение:

$$\eta = \frac{I_{\text{изобр}}}{I_{\text{восст}}}$$

где $I_{\text{изобр}}$ — интенсивность волны, формирующей изображение; $I_{\text{восст}}$ — интенсивность восстанавливающей голограмму опорной волны или ее копии. Величина η определяется качеством записи голограммы, соотношением между интенсивностями опорной и объектной волн, а также качеством и видом фотохимической обработки фотоэмульсии. Последний фактор определяет фотографическую плотность почернения фотопластинки, т. е. амплитудное пропускание голограммы [45]. Амплитудные голограммы модулируют восстанавливающие волны преимущественно по амплитуде. При соответствующей химической обработке их можно превратить в фазовые. Для этого голограмма обрабатывается специальным раствором [44]. Металлическое серебро голограммы превращается снова в соединение галогенидного серебра, показатель преломления которого близок к показателю преломления стеклянной подложки и желатиновой основы фотоэмульсии. Таким образом, после этого голограмма становится почти прозрачной, и тогда восстанавливающая волна модулируется только по фазе. Теоретические расчеты η различных видов голограмм даны в [41].

Качество восстановленного с голограммы изображения зависит также от контраста регистрируемой интерференционной картины, который в классической оптике определяется выражением [46]:

$$K = \frac{I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}}{I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}} = |\gamma_{12}|,$$

где $I_{\text{макс}}$ и $I_{\text{мин}}$ — наибольшая и наименьшая интенсивности интерференционной картины в исследуемой точке, а $|\gamma_{12}|$ — абсолютное значение или модуль комплексной степени когерентности. В голографии это выражение принимает вид

$$K = 2\sqrt{\alpha}/(1 + \alpha),$$

где α — отношение интенсивностей опорной и объектной волн. Значение K максимально при $\alpha = 1$, что на практике недостижимо, поскольку при таком отношении мы не будем работать на линейном участке характеристической кривой фотоэмульсии. Выполнение последнего условия позволяет максимально уменьшить количество шумов при восстановлении и обработке изображений с голограмм.

б. Разрешающая способность голограммы. Голограммы сходны с дифракционной решеткой. Поэтому они обладают угловым, линейным, а также волновым разрешением [44]. Для дальнейшей обработки изображений с голограммы необходимо, чтобы поперечная и продольная разрешающие способности голограммы были высокими. Основываясь на теории дифракции, можно показать, что линейная разрешающая способность габоровской голограммы определяется выражением [46]:

$$\delta x = 1,22\lambda z/D,$$

где λ — длина волны лазерного излучения; z — расстояние от фотопластинки до объекта; D — размер голограммы. Разрешающая способность двухлучевой голограммы — голограммы типа Френеля, определяется по той же формуле, но с введением добавочного члена, который учитывает падение опорной волны под углом к фотопластинке. В результате разрешающая способность голограммы снижается [47]. Разрешающая способность голограммы существенно зависит от угла между интерферирующими волнами, вида опорной волны (плоская или сферическая), длины волны восстанавливаю-

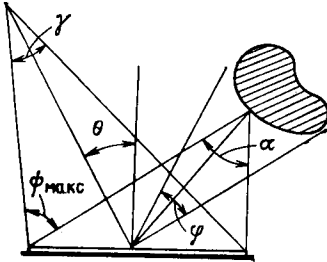


Рис. 8. К определению пространственной частоты голограмм:

γ — угловая расходимость опорного пучка; 2θ — угол интерференции; φ — угловые размеры объекта; α — угловые размеры голограммы

щего излучения, качества фотохимической обработки, а также разрешающей способности используемой фотоэмульсии.

Как правило, на поверхности фотоэмульсии регистрируют интерференционные полосы большой плотности. Именно поэтому разрешающая способность фотоэмульсии определяет разрешающую способность голограмм, задает максимальный угол между интерферирующими волнами и угловые размеры голограммы (рис. 8). Максимальная пространственная частота, которую можно записать на фотопластинке, определяется следующим выражением:

$$\nu_{\max} = \frac{2\sin \psi_{\max}/2}{\lambda} = \frac{2\sin(2\theta + \alpha/2 - \gamma/2 + \varphi/2)}{\lambda}.$$

Поэтому при заданном разрешении фотоэмульсии возможны только вариации углов α , θ , γ . Максимального линейного разрешения голограммы можно добиться, увеличивая угловые размеры голограммы. Для этого нужно использовать опорную волну с плоским фронтом, проходящую рядом с объектом, т. е. габоровскую схему голографии.

Существуют отечественные и зарубежные фотоэмульсии, специально разработанные для целей голографии [41, 44] (см. разд. 4) и имеющие разрешающую способность от 300 до 10 000 линия/мм.

Кроме поперечного разрешения голограмма обладает и продольным. Оно определяется следующими факторами:

а) шириной спектральной полосы используемого лазера

$$\delta z \sim \Delta\lambda;$$

б) длиной когерентности используемого лазера

$$\delta z \sim \lambda z / L_{\text{КОГ}}$$

и

в) разрешающей способностью фотоэмульсии [48, 49]

$$\delta z \sim z/NL_{\text{кор}}.$$

Глубина резкости в голографии зависит от длины когерентности используемого лазера $L_{\text{кор}}$ и от размера объекта:

$$T = \frac{L_{\text{кор}}}{12} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2,$$

где d — диаметр голографируемого объекта [9].

в. Информационная емкость голограммы. Можно показать, что информационная емкость голограммы C как носителя информации определяется выражением [49]:

$$C = \frac{ab}{\delta x \delta y} \log_2 (s + 2),$$

где a и b — размеры голограммы; δx и δy — разрешение по осям x и y ; $s + 2$ — число уровней, на которых квантовано амплитудное пропускание голограммы. Практически в 1 см^2 можно записать 10^{10} бит информации в виде черно-белых элементов. При этом надо отметить, что информационная емкость голограммы меньше информационной емкости фотоэмульсии, в которой она записана, а голографическое изображение более информативно, чем фотографическое, благодаря регистрации фазы объектной волны.

В [48] подсчитана эффективная емкость голограммы пузырьковой камеры. Показано, что загрузку пузырьковой камеры треками можно увеличить более чем в 10^4 раз по сравнению с методом стереофотографирования. Вывод сделан на основании формулы

$$i = \frac{D}{\sqrt{kd\lambda}} \arctg \frac{Dl \sqrt{kd\lambda}}{dD^2 + k\lambda z(z+l)},$$

где i выражает увеличение загрузки; d — диаметр пузырька, а z — расстояние камеры от фотопластины во время голографирования. Расчеты сделаны при значениях $K = 2$, $D = 10 \text{ см}$, $\lambda = 693 \text{ нм}$, $l = 1 \text{ м}$ — длина камеры.

На рис. 9 показана зависимость коэффициента увеличения загрузки от размера

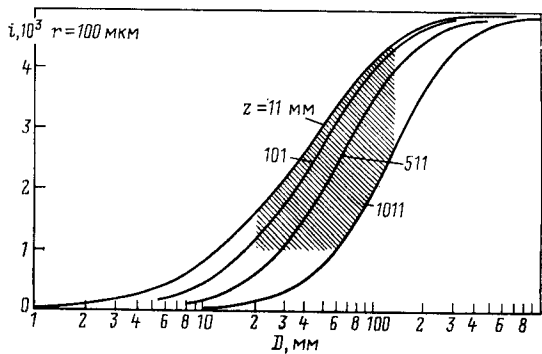


Рис. 9. Зависимость коэффициента увеличения загрузки пузырьковой камеры треками от размера голограммы

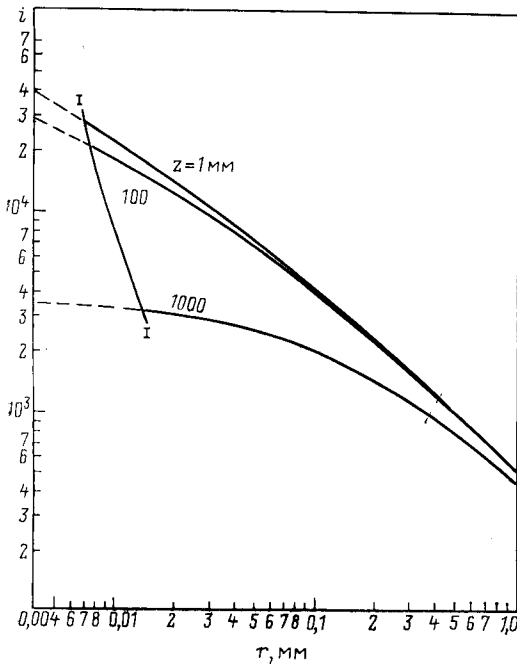


Рис. 10. Зависимость коэффициента увеличения загрузки пузырьковой камеры треками от размера пузырьков]

ки камеры i от размера голограммы D при различных значениях z . На рис. 10 изображена зависимость i от размера пузырька при разных значениях z .

г. Пространственное разрешение голографических трековых детекторов. Важное практическое значение имеют результаты анализа процесса голографирования треков частиц в пузырьковой камере высокого разрешения [104]

применительно к однолучевой голограмме Габора. Показано, что искажения, возникающие в реальных условиях, как от аберраций в оптической части трековой камеры, так и от несовершенства самого процесса регистрации голограммы можно описать при помощи функции зрачка. При этом второй фактор неотделим от свойств объекта, и его функция зрачка зависит явно от размеров пузырьков и от положения их в пространстве. Чтобы достичь максимальную точность измерений координат центра пузырька и высокую плотность пузырьков в объеме трековой камеры, необходимо оптимизировать основные факторы процесса записи голограммы.

Интересным является утверждение, что искажающие факторы, а также аберрации в оптических окнах трековой камеры можно формально свести к ограничению на размер голограммы. А именно, существует оптимальный размер голограммы пузырька, превосходить который нецелесообразно, так как это приведет к размытию восстановленного изображения и к уменьшению его яркости. Для оптимального размера голограмм пузырька аберрациями в оптических окнах трековой камеры можно пренебречь. Указанный вывод имеет, несомненно, важное практическое значение.

Временная когерентность лазера также должна быть оптимизирована. Было показано, что с увеличением длины когерентности растет действующий размер голограммы пузырька, а это влечет за собой с неизбежностью ухудшение качества восстановленного изо-

бражения пузырька, главным образом из-за усиления эффекта аберраций оптической системы трековой камеры.

Проведенный в [104] анализ влияния регистрирующего материала на пространственное разрешение трековых камер с голографическим съемом информации позволяет увязать вместе оптимальный размер пузырька, пространственное разрешение трековой камеры и плотность пузырьков на единицу длины. Показано, что успех реализации расчетных параметров голографического процесса зависит от соблюдения довольно жестких требований на равномерность поля освещения и на время экспозиции. Любые отклонения от оптимальных значений указанных параметров ведут с неизбежностью к уменьшению пространственного разрешения трековой камеры с голографическим съемом информации. Доказано, что наличие в объеме трековой камеры большого числа пузырьков практически не влияет на голограмму каждого пузырька и восстановленное изображение совпадает с тем изображением, которое восстанавливается с голограммы одного пузырька. Подход, развитый в [104], может быть перенесен на стримерные камеры с лазерным освещением и на другие схемы голографирования, отличающиеся от габоровской.

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ И ГОЛОГРАФИИ В ПУЗЫРЬКОВЫХ И СТРИМЕРНЫХ КАМЕРАХ

В заполняющей пузырьковую камеру жидкости, которую вводят резким понижением давления в перегретое состояние, заряженные частицы иницируют зародышевые паровые пузырьки. Наиболее вероятным механизмом выделения энергии при прохождении заряженной частицы через жидкость является торможение δ -электронов, выбиваемых этой частицей из оболочек атомов среды. Эффективными являются здесь δ -электроны с энергией порядка сотен электрон-вольт, и оценки показывают, что число таких δ -электронов на единицу длины траектории частицы достаточно для объяснения наблюдаемой плотности пузырьков на следе. Тепловая теория образования пузырьков правильно предсказывает также и зависимость плотности следов от температуры и степени перегрева жидкости. Для каждой жидкости существует определенная «зона чувствительности», т. е. область температуры и давления, в которой наблюдается чувствительность к излучению. Плотность следов, т. е. число пузырьков на единицу длины следа, растет с увеличением температуры, а при фиксированной температуре растет со степенью перегрева жидкости. Для достижения высокого пространственного разрешения в камере следует регистрировать пузырьки малых размеров и одновременно обеспечить большую плотность пузырьков, т. е. работать при больших значениях перегрева. Предельная величина перегрева определяется началом кипения жидкости и зависит от конструкции камеры. В связи с этим камеры с высоким пространственным разрешением должны выполняться особо тщательно, приближаясь по возможности к иде-

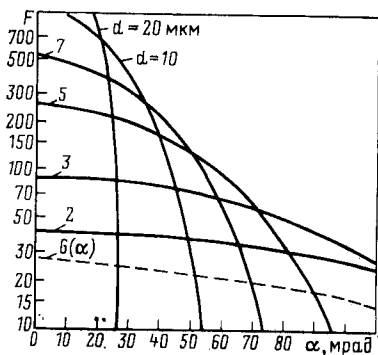


Рис. 11. Функция рефракции $G(\alpha)$ и функция дифракционного рассеяния F на круговой апертуре для разных значений диаметра апертуры [51]

ально «чистым» камерам, в которых паразитное кипение сведено до минимума.

Радиус парового пузырька в перегретой жидкости растет пропорционально $t^{1/2}$ (t — время). Пригодный для фотографической регистрации размер пузырьков формируется в течение времени от долей

миллисекунды до нескольких миллисекунд. Затем камера освещается импульсным источником света и фотографируется.

В «классических» пузырьковых камерах регистрируются пузырьки диаметром в несколько сот микрон (типично 300—700 мкм). Рассеяние света на пузырьках такого размера определяется рефракцией и зависит от разницы показателей преломления жидкой и газовой фаз вещества, заполняющего камеру. Каждый пузырек можно рассматривать как сферическую линзу с фокусным расстоянием $f = d/4(n - 1)$, где d — диаметр пузырька, n — показатель преломления жидкости [50]. Функция рефракции света $G(\alpha)$ для пузырьков в жидком водороде ($n = 1,1$) показана на рис. 11 [51]. В этом случае половина интенсивности рассеянного света попадает в конус шириной порядка 7° ; для жидкостей с большим показателем преломления конус рассеяния шире.

Для получения повышенной разрешающей способности камеры необходимо регистрировать пузырьки малого размера. По мере уменьшения диаметра пузырьков возрастает роль дифракционного рассеяния света. Дифракция лимитирует разрешающую способность оптической системы, а также ограничивает глубину резкости. Согласно критерию Рэля, изображения двух близких точечных объектов можно считать разрешенными, если нулевой максимум дифракционного пятна, соответствующего одной точке, совпадает с первым дифракционным минимумом для второй точки. Отсюда и следует связь между глубиной резкости изображения D и пространственным разрешением R . Для любой классической оптической изображающей системы эти величины связаны формулой $R = 0,61\sqrt{\lambda D}$. Для $\lambda = 0,52$ мкм получаем приблизительно $D \approx 5R^2$ мкм. Значение $R = 1$ мм можно получить на глубине до 5 м, а $R = 100$ мкм — в слое толщиной всего 5 см. При требуемой минимальной глубине регистрируемого объема около 2 мм разрешение системы классической изображающей оптики равно 20 мкм.

Интенсивность света, рассеянного пузырьком под углом α , $I_s(\alpha)$, определяется формулой $I_s(\alpha) = I_0 F(\alpha)$, где I_0 — интенсивность

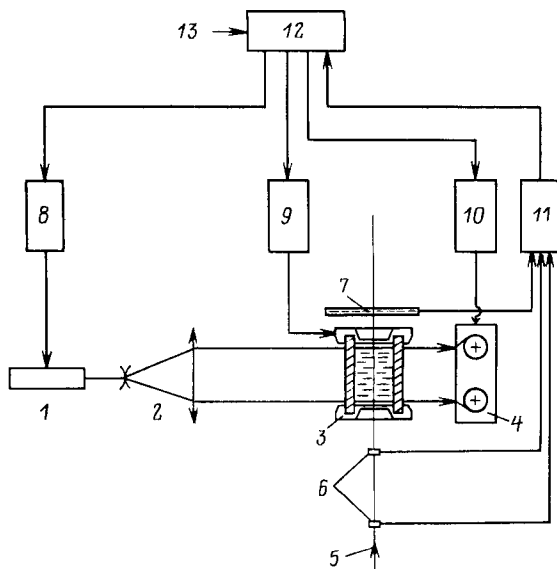


Рис. 12. Принципиальная схема голографической пузырьковой камеры:

1 — импульсный лазер; 2 — коллиматор; 3 — пузырьковая камера; 4 — фоторегистратор; 5 — пучок частиц; 6 — счетчики; 7 — пропорциональные камеры; 8 — блок запуска лазера; 9 — блок управления и контроля камеры; 10 — блок запуска фоторегистратора; 11 — электроника триггера; 12 — блок общей синхронизации и управления; 13 — вход синхронизирующего импульса от ускорителя

падающего света с длиной волны λ , $F(\alpha)$ — функция, описывающая дифракционное рассеяние света на круговом отверстии диаметром d :

$$F(\alpha) = \pi \left(\frac{d}{2\lambda} \right)^2 \left[\frac{2J_1(x)}{x} \right]^2.$$

Здесь $J_1(x)$ — функция Бесселя 1-го порядка от аргумента $x = \pi d \alpha / \lambda$. Дифракционная картина имеет осцилляционный характер с основным максимумом для $x = 0$ и первым минимумом при $x = 3,83$, причем в эту центральную область попадает 84% рассеянного света. Функция дифракционного рассеяния $F(\alpha)$ для разных значений диаметра рассеивающей апертуры показана на рис. 11 [51]. Из рисунка видно, что с уменьшением диаметра рассеивающего объекта радиус дифракционной картины увеличивается, а интенсивность рассеянного света резко падает. Вследствие этого становится необходимым применить оптику с большой апертурой.

Применение голографии снимает ограничение на пространственное разрешение системы, так как в этом случае глубина резкости и разрешение не связаны между собой.

Регистрацию голограмм с пузырьковых камер обычно проводят по габоровской схеме голографирования (см. рис. 4), хотя обсуждается применение и других схем — см. разд. 5. Принципиальная

схема пузырьковой камеры с голографическим съемом информации представлена на рис. 12.

Голографический метод съема информации со стримерной камеры не только увеличивает ее пространственное разрешение как трекового детектора, но и улучшает ее чувствительность: увеличивается плотность числа зарегистрированных голограммой стримерных изображений, притом с размерами, гораздо меньшими, чем при фотографической регистрации. Улучшение чувствительности связано с тем, что в голографических стримерных камерах (ГСК) регистрация обусловлена не светимостью стримера, как в классических стримерных камерах (СК), а рассеянием лазерного света на оптических неоднородностях в стримерных каналах в местах прохождения частицы.

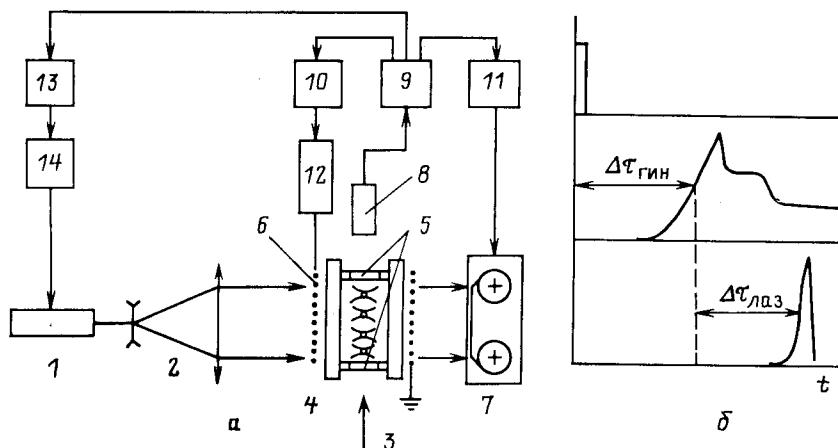


Рис. 13. Принципиальная схема ГСК (а) и временная диаграмма импульсов ГСК (б):

1 — импульсный лазер; 2 — коллиматор; 3 — пучок частиц; 4 — камера с лавсановыми окнами; 5, 6 — сетчатые электроды; 7 — фоторегистратор; 8 — триггерный счетчик; 9 — разветвитель; 10 — блок запуска ГИН; 11 — блок запуска фоторегистратора; 12 — ГИН; 13 — линия задержки; 14 — блок запуска лазера. На позиции (б) сверху вниз: импульс частиц, высоковольтный импульс, лазерный импульс

Таким образом, голограмма регистрирует одинаковым образом яркие и неяркие, маленькие и большие стримеры. Напомним, что в классических СК регистрация ведется на фотопленке высокой чувствительности, и из-за большого размера эмульсионного зерна пленка обладает низкой разрешающей способностью.

Преимущества ГСК бесспорны при работе с такими газами, как водород и дейтерий, так как стримерный разряд в этих газах высвечивается в ультрафиолетовой области. Это устраняет необходимость применения ЭОП и высокочувствительной фотопленки. Принципиальная схема ГСК показана на рис. 13.

После прохождения заряженной частицы на электроды камеры подается высоковольтный импульс (ВИ) от генератора импульсов

напряжения (ГИН). В зависимости от того, формируются или нет дальше ВИ с ГИН, различают два вида стримерных камер: без формирования ВИ и с формированием [7, 36, 52—61]. Во втором случае ВИ подается на линию Блюмляйна, которая укорачивает: длительность ВИ с 1—1,5 мкс до 3—18 нс и фронт нарастания ВИ с 20—50 до 0,5—6 нс.

В первом случае ВИ не формируется и подается прямо на электроды камеры, которая работает в режиме самошунтирования [7]. Разработанные камеры с голографическим съемом информации работают в этих двух режимах.

Процесс формирования оптических неоднородностей в стримерных каналах и регистрация их голограмм проходят следующие этапы:

1. После подачи ВИ из электронов, расположенных вдоль траектории заряженной частицы, развиваются первичные электронные лавины.

2. При выполнении условия Мик — Леба лавины переходят в стримеры [62]. Стримерный разряд распространяется на весь межэлектродный промежуток — формируется стримерный канал.

3. После замыкания стримерного канала на стеклах камеры начинается разряд ГИН. Далее происходит заряд стекол с силой тока [63, 64]:

$$I = \frac{vQ}{t_i N_c} = ev_d N_e S,$$

где t_i — время протекания тока через камерный объем; N_c — число стримеров; v — коэффициент передачи энергии ГИН в стримере; v_d — дрейфовая скорость электронов; e — заряд электрона; N_e — число электронов; S — сечение стримера.

4. Выделившееся в канале джоулево тепло приводит к повышению температуры и давления, за которым следует расширение стримерного канала со сверхзвуковой скоростью, что вызывает появление ударной волны, вслед за которой масса газа в канале уменьшается и плотность падает. В соответствии с формулой $n - 1 = K\rho$ перепады по плотности $\Delta\rho$ вызывают перепады и по показателю преломления $\Delta n = K \Delta\rho$, где $\Delta n = n_0 - n$; $\Delta\rho = \rho_0 - \rho$; K — константа Гладстона — Дейла. Плотность и показатель преломления в стримерном канале и рабочей среде камеры обозначены n , ρ и n_0 , ρ_0 соответственно.

5. После прохождения лазерного излучения через оптическую неоднородность, возникшую в стримерном канале, волна претерпевает фазовые изменения

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n l,$$

где λ — длина волны; l — длина оптической неоднородности. Из-за разности фаз $\delta\varphi$ на фотопленке регистрируется интерференционная картина дифрагированной на оптической неоднородности в стримере волны и волны, распространяющейся без возмущений. Размер голо-

граммы $2a$ определяется длиной когерентности используемого лазера $L_{\text{ког}}$, расстоянием между плоскостью размещения фотопленки и местом формирования оптической неоднородности и ее размерами:

$$r_D = \frac{0,61\lambda z}{2a}, \quad 2a \approx 2\sqrt{2zL_{\text{ког}}}.$$

Размеры оптической неоднородности можно аппроксимировать размерами стримерного канала в момент лавинно-стримерного перехода: обычно его принимают за стержень, диаметр которого равен критической длине лавины в момент ее перехода в стример (условие Ретера):

$$2\alpha r_D \approx 20$$

(α — первый коэффициент Таунсенда), а длина стержня определяется напряженностью электрического поля в камере [62]:

$$l \sim E^{4,7}.$$

Дифракция лазерного излучения на оптической неоднородности сводится к дифракции электромагнитных волн на круглом проводящем цилиндре с конечными размерами. Расчеты поля освещенности в плоскости голограммы такого объекта даны в [63, 64]. Обычно стример освещается вдоль электрического поля и поэтому трек частицы записывается голограммой в виде последовательности точек. Регистрация голограммы возможна по истечении времени термализации электронов, в течении которого электроны передают свою энергию тяжелым компонентам ионизованного газа в стримерном канале: ионам, атомам, молекулам. Обычно это время равно 5—100 нс для легких газов и несколькими сотням наносекунд для тяжелых газов.

Из сказанного выше следует, что чувствительность ГСК можно увеличить либо уменьшением размеров оптических неоднородностей, либо улучшением параметров лазерно-голографической части камеры. Как известно, длина и диаметр стримерного канала зависят от давления и вида используемой рабочей среды в СК, от параметров ВИ, конструкции камеры и от вида примесей, добавленных в рабочий объем СК [65].

А. Влияние давления. Увеличение давления приводит к уменьшению длины и диаметра стримерного канала. Как показано в [32], увеличение давления в k раз приводит к уменьшению длины свободного пробега электронов в k раз, если при этом в k раз повысится напряженность поля в камере. Из-за укороченной длины пробега электронов уменьшатся в k раз и размеры лавины, при этом время ее развития уменьшится в k раз. Повышение давления и напряженности поля в камере требует укорачивания в k раз длительности ВИ.

Зависимость длины и диаметра стримерного канала в неоне от давления в пределах 1—10 атм при фиксированной длительности ВИ выражается формулами [65]:

$$l \sim \frac{1}{p^{0,58 \pm 0,06}}, \quad 2r_D \sim \frac{1}{p^{0,58 \pm 0,1}},$$

а с учетом напряженности поля E и длительности высоковольтного импульса T

$$2r_D \sim E^{-1 \pm 0,17} \sim p^{0,58} T^{-0,42}.$$

При увеличении давления уменьшается среднеквадратичное отклонение стримеров от кривой, аппроксимирующей трек частицы:

$$\sigma = \sqrt{D_0 t_0 p_0 / p},$$

где D_0 — коэффициент диффузии электронов в газе при атмосферном давлении p_0 ; p — давление в камере; t_0 — время диффузии; а также увеличивается плотность числа стримеров на треке из-за увеличения плотности первичной ионизации. Зависимость плотности первичной ионизации от давления и энергии проходящей частицы описывается формулой [66]:

$$\eta = \frac{A_1}{\beta^2} p \frac{273}{273 + t_0} \left(A_2 + \frac{\ln \beta^2}{1 - \beta^2} - \beta^2 \right),$$

A_1, A_2 — константы; $\beta = v/c$.

Для СК увеличение давления способствует увеличению степени оптической неоднородности.

Б. Влияние примесей. В [67] приводятся результаты исследований влияния метана, ксенона, паров воды и др. на качество и степень локализации следов в режиме самошунтирования.

Наибольший интерес представляют те примеси, которые увеличивают степень оптической неоднородности, сохраняя при этом их влияние на локализацию следов. Так, добавка метана в камеру приводит к увеличению степени оптической неоднородности. Оценим этот эффект количественно. Напомним, что рефракция ионизованного газа определяется рефракцией на его компонентах: ионах, атомах, молекулах. Поскольку степень ионизации в шейке канала не так велика ($N_e = 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$), то, как показано в [63], значение рефракции этого квазинейтрального проводящего плазменного шнура определяется рефракцией на тяжелых компонентах: ионах, атомах, молекулах:

$$n - 1 = (n - 1)_a.$$

На основании формулы $n - 1 = K\rho$ легко можно получить соотношение $(n - 1)_0 / (n - 1) = \rho_0 / \rho$, связывающее рефракцию $(n - 1)_0$ и плотность ρ_0 рабочей среды камеры с рефракцией $(n - 1)$ и плотно-

стью ρ ионизованного газа в стримерном канале. Таким образом, Δn можно представить в виде

$$\begin{aligned}\Delta n &= (n_0 - n) = (n_0 - 1)_0 - (n - 1) = (n - 1)_0 - (n - 1)_a = \\ &= (n - 1)_0 (1 - \rho/\rho_0).\end{aligned}$$

Как показано в [63], в случае большого энергосвыделения $\rho/\rho_0 \rightarrow 0$ и Δn становится пропорциональным $(n - 1)_0$, т. е. чем выше значение рефракции используемой рабочей среды, тем выше и степень оптической неоднородности и тем сильнее становится дифракция на ней. В качестве примера рассмотрим камеры, заполненные гелий-метановой смесью и водородом. Для гелия значение рефракции, вычисленное по формуле Коши [46]:

$$(n - 1)_0 = A_0 (1 + B_0/\lambda^2),$$

где $A_0 = 3,48 \cdot 10^5$, $B_0 = 2,3 \cdot 10^{11}$ см², $\lambda = 575$ нм (длина волны излучения лазера на красителе родамин 6Ж), составляет $0,38 \cdot 10^{-4}$, т. е. $\Delta n_{\text{He}} = 0,34 \cdot 10^{-4}$ ($\rho/\rho_0 = 10^{-1}$) [63].

В то же время значение рефракции для водорода для той же длины волны лазерного излучения:

$$(n - 1)_0 = 1,38 \cdot 10^{-4}$$

и соответственно

$$\Delta n_{\text{H}_2} = 1,24 \cdot 10^{-4}$$

($A_0 = 13,58 \cdot 10^5$ см², $B_0 = 7,52 \cdot 10^{11}$ см²) [46].

В табл. 1 даны значения рефракции для самых распространенных газов в стримерных камерах.

Таблица 1. Значения рефракции наиболее распространенных газов, 10^{-4}

Лазер	H ₂	He	Ne	Ar	CH ₄
Азотный, $\lambda = 337,1$ нм	1,45	0,35	0,68	4,18	4,8
Родамин 6Ж, $\lambda = 575$ нм	1,38	0,355	0,67	3,23	

Подтверждением вывода о роли рефракции может служить равенство плотности числа изображений и их размеров, зарегистрированных в гелий-метановой и в дейтериевой камерах [57, 60], которое достигнуто за счет добавления метана: как известно, рефракцию смеси веществ можно определить, если известны рефракции ее отдельных компонент и их процентное содержание в смеси:

$$100 (n - 1) = c_1 (n - 1)_1 + c_2 (n - 1)_2 + \dots$$

Таким образом, например, гелий-метановая смесь с 25%-ным содержанием метана имеет рефракцию (для $\lambda = 575$ нм) такую же, как дейтерий.

Другой способ увеличения Δr состоит в увеличении напряженности электрического поля в камере E , но это имеет свои пределы, поскольку наступает электрический пробой в газе.

Более эффективным решением является уменьшение высоты объема камеры до размеров, сопоставимых с толщиной боковых стекол [57, 60]. В таком случае из-за разницы между значениями диэлектрической проницаемости рабочей среды и боковых стекол напряженность поля в камере E_K становится

$$E_K = \frac{mE}{1 + (m-1)/\epsilon},$$

где $m = d_0/d_1$; $E = U/d_0$; d_1 — высота камерного объема; d_0 — межэлектродный зазор; U — амплитуда ВИ; ϵ — диэлектрическая проницаемость боковых стекол.

В. Влияние параметров лазерного излучения. а. Время накачки и длина лазерного импульса.

Так как стримерная камера является импульсным детектором с частотой срабатывания 0,5—5 Гц, то лазер должен работать в импульсном режиме с такой же частотой.

Здесь определяющим становится время накачки используемого лазера. Как видно из временной диаграммы голографической регистрации (см. рис. 12), лазер должен обладать способностью излучать импульс в течение времени, меньшем времени аппаратной задержки СК. Тогда введением временной задержки можно менять Δt и в зависимости от цели эксперимента подобрать нужное Δt . Обычно регистрация ведется раньше момента отделения фронта ударной волны от стримерного канала с тем, чтобы ударные волны от соседних стримеров не накладывались на голограммы каждого стримера и не создавали фон в восстановленном изображении.

Условия работы в ускорительных комплексах (вибрационные, механические, тепловые и др. воздействия) требуют короткой длительности лазерного импульса во избежание размазывания интерференционной картины в плоскости фотопленки (амплитуда колебания не должна превышать $\lambda/8$). Кроме того, сами процессы в стримерной камере требуют наносекундной длительности лазерного импульса. Физические принципы работы азотного, эксимерного, а также и накачиваемых ими лазеров на красителях обеспечивают такую длительность (1—30 нс). Для рубиновых и ламповых лазеров на красителях малая длительность обеспечивается работой в режиме модуляции добротности оптического резонатора с использованием электрооптических модуляторов.

б. Изменение длины волны. Из формулы $n_e - 1 = -4,48 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e$ [68] видно, что с увеличением длины волны лазерного излучения из-за нарастания рефракции используемой рабочей

Таблица 2. Параметры

Рабочий газ, давление, регистрируемые частицы	Размеры камеры, см	Схема голографирования	Вид лазера; энергия, Дж; длительность импульса, нс; длина волны, нм	Режим работы, напряженность поля, кВ/см
Гелий, 1 атм, электроны	14×15×7	Двух-лучевая	Рубиновый, с ячейкой Покельса, 0,1; 10; 694	Самодуширование, 20
Гелий + метан в различных пропорциях, 1 атм, электроны	18×18×7	То же	То же	Самодуширование, 30
Гелий + метан + вода (89:10:1), 1 атм, электроны	—	Одно-лучевая	Азотный (0,001; 2,5; 337), который накачивает лазер на красителе родамин 6Ж (ЛКР6Ж), энергия не указана, 1; 573	Самодуширование, 9—11
Водород, 1 атм, электроны	20×20×6	То же	Азотный, параметры не указаны	Самодуширование, 30
Водород, 2 атм, электроны	∅ 9×2	» »	Азотный (0,005; 7). который накачивает ЛКР6Ж, параметры не указаны	Самодуширование, 30
Гелий + вода + метан в разных соотношениях при давлении 2—5 атм, электроны	∅ 9×2	» »	Азотный + ЛКР6Ж, параметры не указаны	Самодуширование, 20, при всех давлениях
Дейтерий + метан + вода: (98,95:1:0,05), 5 атм, электроны	∅ 9×1,5	» »	Азотный + ЛКР6Ж, параметры не указаны	Самодуширование, 50
Гелий + метан (67:33), 3,5 атм	∅ 5×2,3	» »	Эксимерный 0, 02; 20 + ЛКР6Ж	ГИН + линия Блюмляйна
Гелий + метан (3:1), 10 атм, электроны	∅ 9×1,5	» »	Азотный + ЛКР6Ж	Самодуширование, 125
Гелий + метан (90:10), 13 атм	∅ 5×2,3	» »	Эксимерный + ЛКР6Ж	ГИН + линия Блюмляйна, 160

действующих установок

Фотоэмульсия	Плотность стримеров, см ⁻¹	Средне-квадратичное отклонение, мкм	Средний диаметр стримера, мкм	Примечание, литература
Изопанхром 18	3—4	—	500—2000 вдоль поля, 500—1000 поперек поля	Камера работала в проекционном режиме, регистрация велась методом двойной экспозиции [7]
То же	—	—	1000—2000 вдоль поля	Основные результаты приведены для смеси 70% He и 30% CH ₄ [52]
МЗ—ЗМ	2,4	—	230—580 вдоль поля	[54]
Изопанхром 18	4—5	—	2000—3000 вдоль поля под углом 15°	[53]
Микрат 300	6,5	120	100 вдоль поля	[56]
Микрат 300	5,2—5% CH ₄ , 2 атм; 4,9—5% CH ₄ , 3 атм; 5—0,8% CH ₄ , 4 атм; 4,3—0,5% CH ₄ , 5 атм (приведены максимальные значения)	—	—	Исследовались зависимости плотности стримеров при разных задержках лазерного импульса и процентах метана, время термализации 200 нс [58]
Микрат 300	9±2	80	100	Стримеры регистрируются до задержки лазерного импульса 50 мкс, плотность и диаметр остаются постоянными, время термализации 150 нс [57]
FP4 Ilford 125 ASA	—	—	60	Трек в камере имитировался фокусированным пучком импульсного азотного лазера [36]
Микрат 300	14±1	—	130	Диаметр стримерного канала мало меняется при изменении задержки лазера в интервале 200—9000 нс [60]
10E56 Agfa	—	100	25	Трек в камере имитировался фокусированным пучком импульсного азотного лазера [36]

среды СК увеличивается Δn . Например, при переходе от лазера на красителе родамин 6Ж к лазеру на CO_2 ($\lambda = 10,6$ мкм) для водорода значение рефракции увеличивается от $(n - 1) = 1,38 \cdot 10^{-4}$ до $(n - 1) = 14,48 \cdot 10^{-4}$. Но здесь возникают трудности с регистрирующими материалами, чувствительными к инфракрасному свету, хотя уже сделан ряд экспериментов голографической диагностики плазмы в этом диапазоне электромагнитных волн [69, 70]. Одновременно ухудшается пространственное разрешение трековой камеры.

Кроме прямого увеличения длины волны с целью повышения $(n - 1)$ существует и другой способ — резонансная голография, при помощи которого, изменяя длину волны, можно увеличить чувствительность ГСК. Он основан на использовании лазерного излучения с длиной волны, близкой к резонансной линии поглощения одной из атомных или ионных компонент плазмы в стримерном канале. Зависимость рефракции от длины волны излучения вблизи линии поглощения данной компоненты выражается формулой Зельмейера [68]:

$$n - 1 = C f_k N_k \lambda_0^3 / (\lambda - \lambda_0),$$

где $C = e^2/4\pi m c^2$ — константа; λ — длина волны зондирующего излучения; λ_0 — длина волны линии поглощения; f_k — сила осциллятора соответствующего перехода; N_k — концентрация частиц на нижнем уровне поглотательного перехода; e , m — заряд и масса электрона; c — скорость света.

Поскольку на резонансной линии рефракция на этой компоненте резко нарастает и может превышать рефракцию других компонент плазмы стримерного канала, то этим способом можно регистрировать пространственное распределение интересующей нас компоненты, а также и концентрации частиц в ней [68].

В табл. 2 показаны достигнутые результаты.

Обычно регистрируют габоровскую голограмму, либо используют объектив для оптического сжатия голограммы в соответствии с размерами фотокадра [56—60], или дифракционное изображение трека проецируют на промежуточный экран [52].

Лазерный пучок, освещающий объем камеры, подается не сразу после подачи ВИ, а через время термализации, в течение которого электроны передают свою энергию тяжелым компонентам плазмы в стримерном канале за счет упругих соударений. Этот процесс завершается снижением энергии электронов с 10 эВ до тепловой и установлением местного термодинамического равновесия среды тяжелых компонент плазмы. Время термализации колеблется от сотен наносекунд для легких до микросекунд для тяжелых газов.

Роль добавок велика, так как ими управляется процесс локализации. Из табл. 1 видно, что рефракция гелия невелика, что затрудняет получение следов голографическим методом. Поскольку рефракция газовой смеси является суммарной рефракцией ее компонентов, то с добавлением к гелию метана регистрация улучшается, так как

растет рефракция смеси, с одной стороны, а с другой — добавление метана приводит к уменьшению фотоионизации в объеме камеры из-за уменьшения диффузности стримеров.

Молекулярная рефракция водорода довольно велика, что позволяет вести регистрацию и без добавок [56], но можно предполагать, что использование метана и воды в концентрации до 0,1—0,5% улучшает эффект локализации, так как электроотрицательные добавки, какими являются метан и вода, уменьшают скорость развития разряда в водороде [57].

Голографическая регистрация велась только в камерах, заполненных гелием и водородом.

Из таблицы видно, что с повышением давления уменьшаются размер регистрируемого стримера, среднеквадратичное отклонение вдоль аппроксимирующей кривой и растет число стримеров на единицу длины трека.

4. ТРЕБОВАНИЯ К ПАРАМЕТРАМ ЭЛЕМЕНТОВ СИСТЕМ ДЛЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО СЪЕМА ИНФОРМАЦИИ С ПУЗЫРЬКОВЫХ И СТРИМЕРНЫХ КАМЕР

Пузырьковые или стримерные камеры с голографическим съемом информации состоят из многих элементов (см. рис. 12 и 13).

Лазер. Лазер должен излучать свет с частотой повторения от 1 до 50 Гц, иметь короткое время накачки, испускать излучение в пределах спектрального диапазона пропускания окон камеры (в случае использования поликарбоната лексан это 360—480 нм); характеризоваться требуемой пространственной и временной когерентностью, большой энергией в импульсе — в пределах от 0,001 до 1 Дж и длительностью лазерного импульса от 5 до 30 нс. Лазер должен иметь незначительный разброс, хорошую повторяемость выходного импульса, большое время жизни используемой активной среды, термо-вибро- и механоустойчивость для работы в залах ускорителей.

В табл. 3 приведены основные параметры импульсных лазеров, применяемых для регистрации голограмм, а также непрерывных лазеров, используемых для восстановления изображения из них. Лазеры на красителях накачиваются азотными или эксимерными лазерами, а также импульсными лампами с улучшенным временем задержки. С целью увеличения длины когерентности излучения лазера на красителе в его оптическом резонаторе помещают эталон Фабри — Перо.

Выбор лазера для голографирования определяется конструктивными особенностями камеры, ее габаритами, а также скоростью развития физических процессов, приводящих к формированию оптических неоднородностей, подлежащих регистрации, — пузырьков или стримеров.

При восстановлении голограмму просвечивают светом от непрерывного лазера мощностью 1—40 мВт.

Т а б л и ц а 3. П а р а м е т р ы и м п у л ь с н ы х и н е п р е р ы в н ы х л а з е р о в

Тип лазера	Режим генерации, длительность импульса, нс	Длина волны излучения, нм	Выходная мощность или энергия в импульсе
Рубиновый	Импульсный, 15—40	694,3	0,04 Дж
Неодимовый в стекле, ИАГ	То же, 15—25	1060	0,06 Дж
Азотный	» » , 7	337,1	1—10 мДж
Эксимерный	» » , 20	351	0,25 Дж
		308	
На красителе родамин 6В, 6Ж	» » , 4	С 562 до 620	0,005—5 мДж
На красителе кумарин 307	» » , 1	514	
He—Ne	Непрерывный	632,8	1—50 мВт
Ar	То же	С 335,0 до 528,7	0,01—10 Вт
Kr	» »	С 337,5 до 858,8	0,05—2 Вт

Камера. а. Голографическая пузырьковая камера (ГПК). Быстроциклирующие камеры с высоким пространственным разрешением работают с большим перегревом с целью получения повышенной плотности пузырьков. Это требует высокой чистоты камеры, отсутствия в ней уплотняющих и других элементов, которые могут стать зародышами паразитного кипения. По этой причине жидководородные камеры LEBC и HOLEBC изготовлены целиком из пластического материала — поликарбоната лексан методом склеивания. Внутренние поверхности камеры тщательно отшлифованы. Расширение обеспечивается мембраной из того же материала.

Очень важное значение для голографии имеет качество оптических окон камеры. В камерах LEBC и HOLEBC они изготовлены из поликарбоната с использованием специальной технологии, обеспечивающей высокую оптическую однородность [27]. Получение разрешения лучше 10 мкм потребует, по-видимому, применения окон из оптического стекла, что связано с решением проблемы их уплотнения в корпусе камеры.

б. Голографическая стримерная камера (ГСК). Корпус ГСК для работы при атмосферном давлении изготавливают из оптического стекла. При этом способе внимание обращают на торцевые стекла, поскольку регистрация обычно ведется вдоль электрического поля и малейшие оптические неоднородности в стеклах приводят к увеличению фона при восстановлении изображения с голограмм. Оба электрода — высоковольтный и заземленный — изготавливаются из натянутой на плексигласовые кольца бронзовой проволоки диаметром 0,1 мм, шагом 1—5 мм. Между электродами и камерными стеклами обычно сохраняется миллиметровый воздушный промежуток.

Корпус ГСК высокого давления изготавливается из плексигласа,

а в качестве торцевых стенок используют оптические стекла, но толщиной 10—15 мм. Регистрация треков поперек электрического поля требует наличия боковых окон в корпусе камеры. Ввод и вывод пучка частиц осуществляются через лавсановые окна толщиной 100 мкм, диаметрально размещенные в корпусе камеры (см. рис. 13, а).

Генератор импульсов напряжения. Разработанные ГСК работают как с формированием, так и без формирования ВИ.

Принцип действия и возможные конструктивные решения при создании разных видов ГИН даны в [71]. Основные требования к ГИН сводятся к большому времени жизни с числом срабатываний не менее 10^7 — 10^8 , малому времени задержки ВИ, малому разбросу этого импульса, большой ударной емкости, превышающей емкость стримерной камеры на один-два порядка. Наконец, требуется высокая термо-вибро- и механоустойчивость в условиях работы в залах ускорителей.

При использовании ГСК в качестве вершинного детектора требуется ГИН с частотой срабатывания 10—20 Гц.

В экспериментах используются моно- и биполярные ГИН. Примерные параметры ГИН таковы:

Число каскадов	10—20
Зарядное напряжение, кВ	До 20
Ударная емкость, пФ	250—800
Амплитуда высоковольтного импульса, кВ	200—400
Длительность ВИ, нс	0,5—10
Длительность фронта нарастания ВИ, нс	0,5—15
Время задержки, нс	250 ± 5

Схема голографирования. Влияние схемы голографирования на чувствительность трекового детектора — размер элементов трека и плотность их числа зависит от того, насколько выбранная схема обеспечивает полный съем трековой информации. Основное требование к схеме голографирования состоит в том, что она должна компенсировать все недостатки оптической неоднородности как объекта голографирования, а также и некоторые параметры используемого лазера.

В разработанных малогабаритных ГПК и ГСК регистрация треков ведется по габоровской схеме, которая отличается пониженными требованиями к пространственной и временной когерентностям используемого лазера. С целью уменьшения влияния турбулентности регистрации голограмм ведут на близком расстоянии от камеры. Например, в [39] применяли специальную оптическую систему, при помощи которой изображение трека формировалось на расстоянии 4 см от камеры (ср. с рис. 22).

В [50] приведена схема регистрации треков в макете методом голографии сфокусированных изображений (ГСИ) (рис. 14), которая дает высокое разрешение по восстановленным изображениям при небольших размерах голограмм, позволяет увеличить расстояние от каме-

ры до фотопленки, не дает перекрестных изображений, а усадка фотоэмульсии после обработки не влияет на качество восстановленных изображений, которые можно получить в некогерентном свете.

Поскольку линза 4 в схеме ГСИ переносит предмет в виде его изображения вплотную до фотослоя и задает размер голограммы

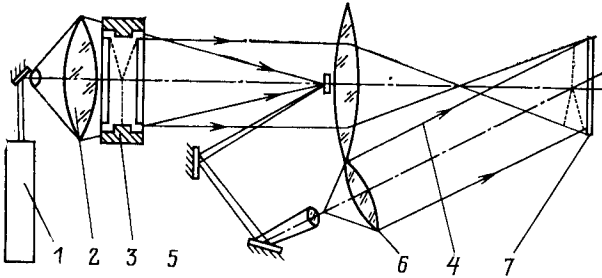


Рис. 14. Схема голографирования вершинного детектора по методу ГСИ [50]: 1 — импульсный лазер; 2 — конденсор; 3 — водород; 4 — линза; 5 — оптический делитель; 6 — коллиматор; 7 — фотопленка

масштабом изображения M , чтобы она не ухудшала разрешение голограммы, ее параметры должны удовлетворять следующим соотношениям:

$$2\lambda f/D < \alpha, \quad D/(f+z) = \text{ctg } 2\theta_x, \quad (f+z)/(f+z') = M,$$

где z, z' — расстояние от фокальной точки линзы до предмета и его изображения соответственно; f — фокусное расстояние; D — диаметр линзы. Поскольку разрешающая способность по восстановленному изображению в ГСИ определяется параметрами линзы, то она должна захватывать своим входным зрачком первый порядок дифракции света на наименьшей детали изображаемого предмета α , а на выходе размер дифракционного пятна β , даваемого линзой, должен быть меньше α :

$$\beta < 2f\lambda/D < \alpha.$$

Таким образом, параметры линзы в реальном макете составляли: $f = 18$ см, $D = 22$ см, $\beta = 1,2$ мкм, последний параметр определяет точность изготовления линзы — кружок рассеяния параксиальных лучей должен быть меньше 1,2 мкм.

При голографировании больших камер начинают сказываться недостатки габоровской схемы регистрации: пузырьки вносят сильные амплитудные и фазовые искажения в опорный пучок; турбулентность среды искажает опорный пучок; дифракционная эффективность имеет разброс из-за непостоянного соотношения между интенсивностями опорного и объектного пучков для пузырьков, находящихся на разных расстояниях от фотопленки. В результате уменьшается

отношение сигнал/шум. Поэтому в больших камерах предлагается использовать преимущественно двухлучевые схемы с применением скотчлайта или вогнутого зеркала [72]. В зависимости от места расположения отражателя и пленки, угла подачи опорного пучка возможно вести голографирование различными способами (рис. 15, 16). Предпочтительны схемы с темным полем (рис. 15), поскольку изображение формируется на черном фоне, но при использовании набора рассеивательных элементов, размещенных в объеме камеры, малейшая погрешность в их юстировке приводит к нарушению условия

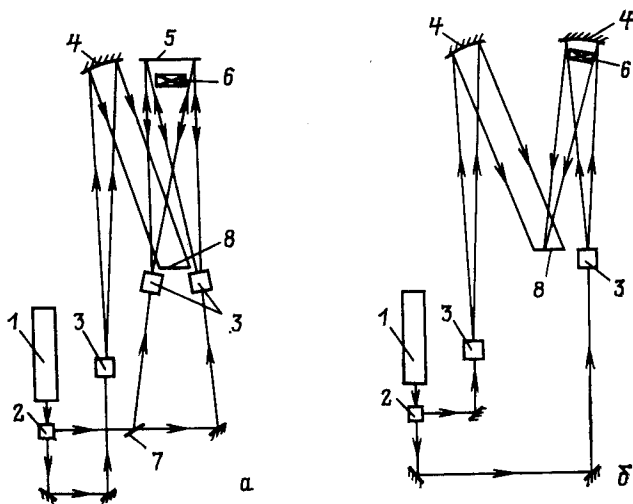


Рис. 15. Голографирование методом темного поля:

а — при помощи скотчлайта, б — при помощи вогнутого зеркала.

1 — лазер; 2 — светоделитель; 3 — микродиафрагма с микроскопическим объективом; 4 — вогнутое зеркало; 5 — скотчлайт; 6 — объект; 7 — полупропускающее зеркало; 8 — фото-пластинка

интерференции. Поэтому можно использовать метод светлого поля (рис. 16), а на стадии восстановления вести пространственную фильтрацию восстановленного изображения. Фильтрацию можно вести во время голографирования [9].

В [72] при голографировании методом темного поля с применением вогнутого зеркала (рис. 15, б) в макете удалось зарегистрировать проволоки диаметром 5 мкм и достигнуть разрешения 30 мкм при теоретическом пределе 10 мкм. Хороший контраст был получен для проволок диаметром 20 мкм и больше. В экспериментах со скотчлайт-голографией в методе светлого поля (рис. 16) на экране ТВ-монитора с хорошим контрастом были видны проволоки диаметром 60 мкм.

В разработанных лабораторных макетах стримерных камер [53—58, 73, 74] регистрация голограмм ведется по схеме габоровской голографии с использованием лазера на красителе родамин 6Ж, нака-

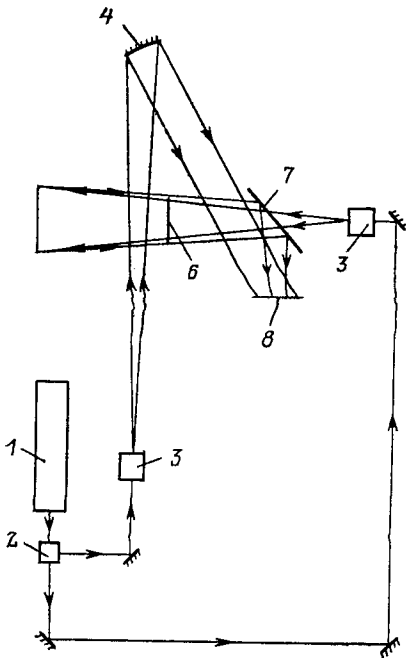


Рис. 16. Голографирование методом светлого поля скотчлайтом. Обозначения см. на рис. 15

чиваемого азотным лазером или лампой накачки. Двухлучевая схема голографирования с использованием рубинового лазера, работающего в режиме модулированной добротности при помощи активного оптического затвора — ячейки Погкельса, описана в [7, 52]. В [74—76] описаны системы для стереоскопической регистрации треков в стримерной камере методом габоровской голографии.

Стереоскопическую регистрацию двух голограмм можно вести по однолучевой схеме с использованием зеркал [74] (рис. 17, 18); по габоровской двухлучевой, с расщеплением лазерного пучка на два пучка с взаимно-перпендикулярной поляризацией [76]; а также по габоровской двухлучевой с использованием двух лазеров с разной длиной волны излучения [76].

Голографический съем последними двумя способами можно вести с использованием промежуточного матового экрана, на котором проецируется объем камеры (рис. 19) [75].

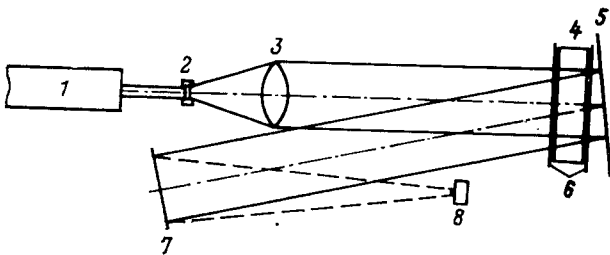


Рис. 17. Оптическая схема для стереоскопической регистрации треков частиц с помощью плоского рефлектора за стримерной камерой [55]: 1 — импульсный лазер; 2 — рассеивающая линза; 3 — собирающая линза; 4 — стримерная камера; 5 — плоский рефлектор; 6 — высоковольтные электроды; 7 — экран; 8 — фотокамера

Стереоскопическая схема с двумя голограммами позволяет улучшить точность локализации треков вдоль электрического поля стримерной камеры.

Фотоэмulsion. В зависимости от используемой схемы голографирования — габоровской или двухлучевой — разрешающая способ-

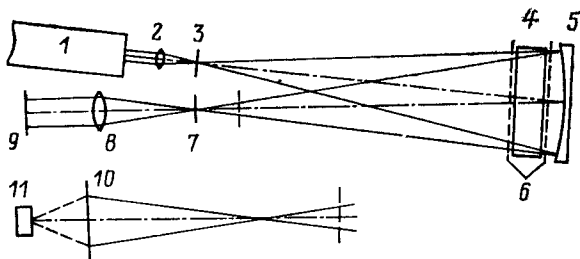


Рис. 18. Оптическая схема для стереоскопической регистрации треков частиц большой длины при помощи сферического рефлектора [55]. Расстояние между точечной диафрагмой и сферическим рефлектором составляет $2f$, где f — фокусное расстояние зеркала:

1 — азотный импульсный лазер; 2 — объектив; 3 — точечная диафрагма; 4 — стримерная камера; 5 — сферический рефлектор; 6 — высоковольтные электроды; 7 — диафрагма; 8 — объектив; 9 — пленка; 10 — экран; 11 — фотокамера

ность фотоэмulsion должна находиться в пределах от 300 до 5000 линия/мм. Из зарубежных фотоэмulsion можно использовать

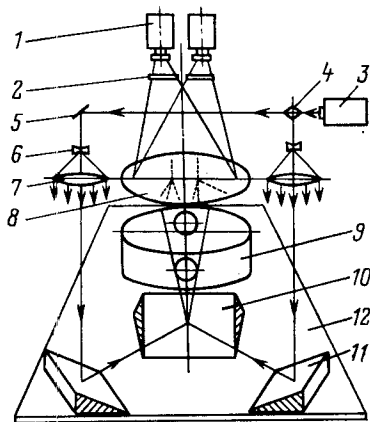


Рис. 19. Система освещения и голографирования стримерного вершинного детектора ЛИЯФ «СКАЛАР» [75]:

1 — регистрирующие фотокамеры РФК-5; 2 — поляризационные цветные светофильтры; 3 — жидкостный лазер с ламповой накачкой; 4 — поляризационная призма-светоделиватель; 5, 10, 11 — зеркала; 6, 7 — телескопическая коллимирующая система; 8 — матовый экран; 9 — стримерная камера; 12 — платформа

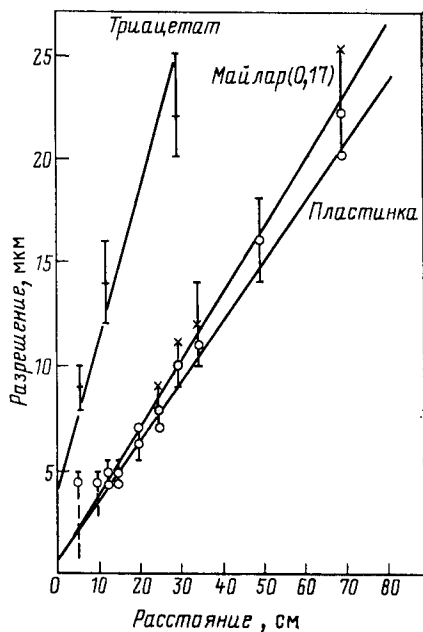


Рис. 20. Зависимость разрешения голограммы от расстояния и вида подложки регистрирующего фотоматериала [77]

специально разработанные для целей голографии фирм «Агфа», «Кодак» [41], а из советских фотоэмульсий — П2, ГПВ2, ГОИ, Микрат 300, Микрат 900, Микрат ВР, Изопанхром 18 [44]. Спектральная чувствительность эмульсии должна соответствовать длине волны лазерного излучения.

Особое значение имеет вид используемой подложки для нанесения фотоэмульсии. Первые лабораторные применения голографии в пузырьковых камерах проводились с использованием фотопластинок. Высокая частота срабатывания камеры исключает фотоластинки. Критическим становится способ крепления фотоэмульсионной пленки, обеспечивающий большую частоту срабатывания и ровное без малейших неровностей и изгибов перетягивание пленки при перемотке. Возможные способы крепления и перемотки описаны в [77]. На рис. 20 показана зависимость разрешения восстановленного изображения от расстояния и вида подложки [77].

Влияние турбулентности среды на разрешение. Авторами работы [6] экспериментально исследовано влияние турбулентности на качество голограммы в камере ВВС. При работе камеры с частотой 5 Гц в течение 1 с появлялись турбулентности: трек сохранил свою видимость, но терялись контраст и форма отдельных пузырьков. Очевидно, что влияние турбулентности будет расти с увеличением глубины голографируемого объема. Влияние турбулентности среды во время работы камеры было исследовано в [78].

5. ДОСТИГНУТЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НА ДЕЙСТВУЮЩИХ УСТАНОВКАХ С ГОЛОГРАФИЧЕСКИМИ ПУЗЫРЬКОВЫМИ И СТРИМЕРНЫМИ КАМЕРАМИ И ПРОЕКТЫ НОВЫХ РАЗРАБОТОК

Первая голографическая фреоновая пузырьковая камера ($\varnothing 11 \times 5,5$ см) была создана в 1968 г. в ЛИЯФ [5].

Камера экспонировалась в пучке γ -квантов с энергией 100 МэВ от электронного синхротрона ФТИ АН СССР. Голографическая регистрация в компенсационной двухлучевой схеме (рис. 21) велась

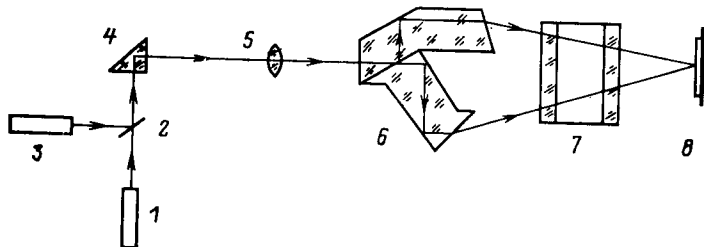


Рис. 21. Схема голографирования пузырьковой камеры, примененная ленинградской группой [5]:

1 — рубиновый лазер; 2 — полупрозрачное зеркало; 3 — юстировочный гелий-неоновый лазер; 4 — призма; 5 — расширитель светового пучка; 6 — компенсационная призма; 7 — пузырьковая камера; 8 — фотоластинка

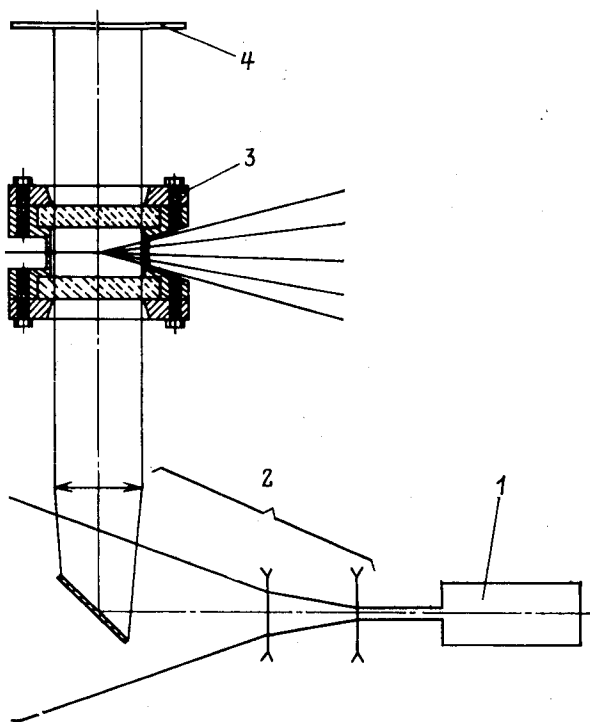


Рис. 22. Схема голографирования камеры ВВС [6]:

1 — рубиновый лазер; 2 — система формирования светового пучка; 3 — пузырьковая камера; 4 — голограмма

с рубиновым лазером, работающим в режиме модулированной добротности (длительность импульса 20 нс), на фотопластинках Микрат 900 и Микрат ВР2. При помощи специальной призмы и диафрагмы улучшалась пространственно-временная когерентность излучения. По восстановленному изображению трека было достигнуто разрешение 30 мкм по всему объему камеры при диаметре пузырьков (200 ± 50) мкм.

В 1980 г. в ЦЕРН для проведения экспериментов по голографической регистрации треков с целью изучения возможности получения этим методом высокого пространственного разрешения в полном объеме камеры была использована маленькая фреоновая пузырьковая камера ВВС (диаметр 65 и глубина 35 мм) [6]. В этой камере применялась габоровская схема голографирования с рубиновым лазером с энергией в импульсе 10 мДж при длительности 10 нс и фотоэмульсией «Агфа — Гевёрт» 10Е75 на пластинках и на пленке, которая размещалась на расстоянии 10 и 18 см от камеры (рис. 22). При пространственном разрешении 6—8 мкм по всему объему камеры средняя

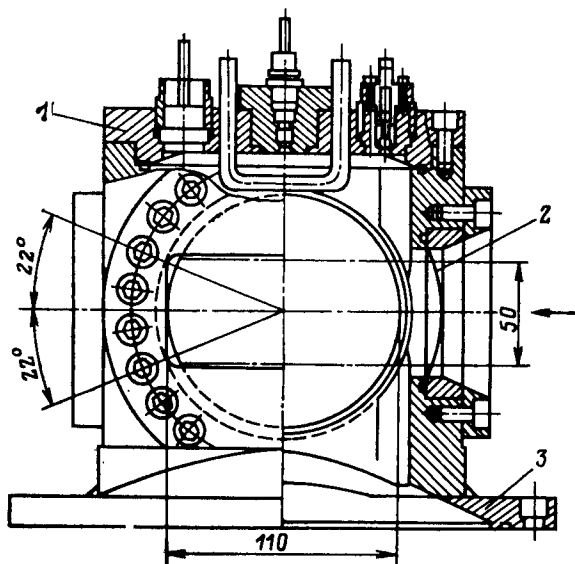


Рис. 23. Камера НОВС [79]:

1 — корпус камеры; 2 — входное окно для пучка частиц; 3 — фланец для присоединения системы расширения

плотность трека частицы минимальной ионизации при нормальных условиях работы камеры составляла около 300 пузырьков /см, а при повышении температуры на 1°C , от $42,5$ до $43,5^\circ\text{C}$, она увеличивалась до 400 пузырьков/см. Маленький размер пузырька допускал регистрацию вплоть до 1000 пузырьков/см для частиц с повышенной ионизацией. Система быстрого вывода пучка из синхротрона формировала очень короткий импульс частиц длительностью около $2,4$ мкс, что позволило в некоторой степени проследить за процессом развития пузырьков, хотя большой джитер рубинового лазера затруднял такие исследования. В этом эксперименте было установлено, что голографическая фотопластинка может быть заменена соответствующей фотопленкой без существенной потери качества изображения, а также подтверждена предсказанная для голографического съема возможность значительного увеличения загрузки камеры [9] до 200—250 частиц в импульсе.

На основании успешного эксперимента с камерой ВВС в ЦЕРН была разработана прецизионная голографическая камера НОВС [39, 79] с тяжелой жидкостью. Это небольшая камера объемом 2,2 л, с корпусом из нержавеющей стали и двумя вертикально расположенными окнами из оптического стекла (рис. 23). В верхней части камеры находятся теплообменник, клапан для заполнения и датчик давления, а в нижней — механизм расширения. Расширение камеры создается подвижным элементом, соединенным с корпусом камеры

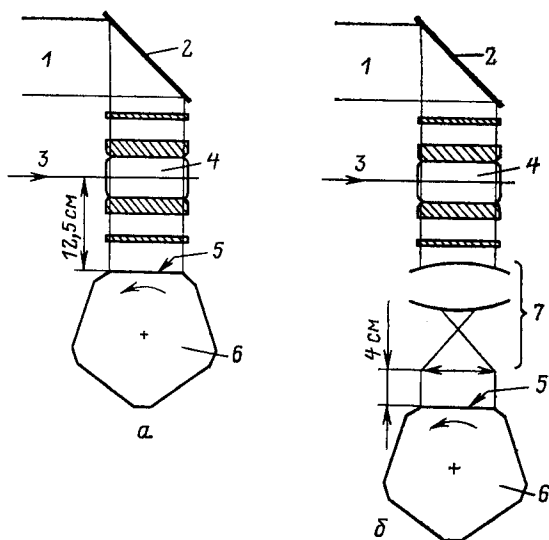


Рис. 24. Схема голографирования камеры НОВС [39]:

a — начальная, *б* — усовершенствованная: 1 — лазерный пучок; 2 — зеркало; 3 — пучок частиц; 4 — объем камеры; 5 — плоскость записи голограммы; 6 — барабан фотоаппарата; 7 — оптическая система переноса изображения

посредством омега-сильфона и приводимым в движение гидравлическим механизмом, разработанным для камеры ЛЕВС [27]. Длительность цикла расширения равна 5 мс, а частота повторений составляет 25 Гц. Просвечиваемая часть объема камеры имеет размер вдоль пучка 11 см и сечение 5×6 см. Оптическая схема представлена на рис. 24, *a*. Для освещения используется излучение лазера на красителе на основе кумарина 307 с $\lambda = 514$ нм и с энергией в импульсе 15 мДж. Лазер возбуждается эксимерным лазером ХеСl. Голографическая пленка Агфа 10Е56 на полиэстеровой подложке толщиной 170 мкм перематывается с помощью пятигранного барабана и присасывается вакуумом к его стенке, находящейся в данный момент напротив камеры. Пленка находится на расстоянии 12,5 см от центральной плоскости камеры.

Оптическая система камеры была позже модифицирована введением афокальной телецентрической системы, расположенной между камерой и пленкой (рис. 24, *б*). Эта система состоит из высококачественного проекционного объектива, который формирует действительное изображение события в объеме камеры, и простой собирающей линзы. Она размещена вблизи плоскости формирования этого изображения и вновь коллимирует опорный пучок. Вместо голограммы пузырьков регистрируется теперь голограмма их изображений, что позволяет уменьшить эффективное расстояние от объекта до фотопленки с 12,5 до 4 см и приводит к существенному повышению каче-

ства голограмм из-за уменьшения влияния турбулентностей в жидкости.

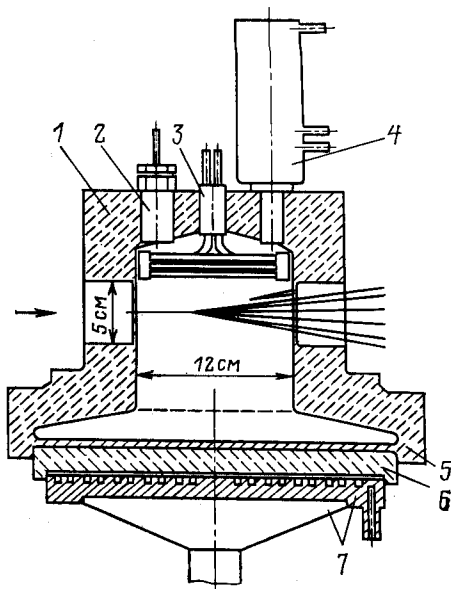
Камера НОВС стала первой, и пока единственной, пузырьковой камерой с голографическим съемом информации, которая нашла применение в физическом эксперименте крупного масштаба. В октябре 1981 г. она была запущена в качестве вершинного детектора установки NA25 на суперсинхротроне ЦЕРН. Целью эксперимента являлось изучение энергетической зависимости сечений образования очарованных частиц адронами (π^\pm , K^\pm и p^\pm с импульсами от 100 до 300 ГэВ/с). Взаимодействия частиц пучка и распада короткоживущих вторичных частиц регистрировались в камере, за которой был расположен железный поглотитель толщиной 1,8 м с вольфрамовой сердцевинкой и многослойный мюонный детектор. За время первого облучения было получено свыше 11 000 голограмм, в том числе около 1000 с мюонным триггером, который в 10—15 раз обогащал зарегистрированные взаимодействия событиями с рождением очарованных частиц. При просмотре 75 таких голограмм были найдены два события — кандидаты [80]. В сентябре 1982 г. было проведено новое облучение установки NA25, в течение которого было зарегистрировано 40 000 голограмм в пучках с энергией 200 и 360 ГэВ [81].

В камере НОВС были получены треки с размером пузырька на воспроизведенном изображении около 12 мкм, плотностью около 200 пузырьков/см и хорошим контрастом. Разрешение было около 10 мкм. В первом облучении камера работала при температуре 48 °С с частотой срабатывания, которая ограничивалась тепловыделением в жидкости, около 1,4 Гц. Во втором облучении рабочая температура была повышена до 53 °С с целью замедления роста пузырьков и снижения тепловыделения в жидкости. Это позволило довести частоту срабатывания камеры до 10 Гц, т. е. 26 расширений за цикл ускорителя. Было также показано, что на голограмме может быть зарегистрировано 80—100 треков, что примерно в 10 раз превышает плотность треков при классическом фотографировании. За время сеанса облучения камера проделала около 2 млн. циклов расширения и показала высокую надежность.

В ЦЕРН была также разработана прецизионная быстроциклирующая водородная пузырьковая камера HOLEBC [51, 82]. Геометрия этой камеры сходна с камерой НОВС, но ее корпус изготовлен целиком из лексана. Этот материал, известный в СССР под названием поликарбонат дифлон, оптически прозрачен и сохраняет высокую упругость при криогенных температурах. Это позволяет изготовить из него чистую камеру. Лексан раньше использовался для изготовления внутренних трекочувствительных мишеней для водородных пузырьковых камер, в том числе и для камеры «Людмила» ОИЯИ [19]. Из него была также изготовлена камера LEBC в ЦЕРН [27]. Схема камеры HOLEBC представлена на рис. 25. Системы расширения и голографирования камеры такие же, как камеры НОВС; планировалось также использовать тот же лазер. Камера HOLEBC расчи-

Рис. 25. Камера HOLEBC [51]:

1 — корпус камеры; 2 — теплообменник; 3 — датчик давления; 4 — система заполнения жидким водородом; 5 — мембрана; 6 — промежуточный диск — прокладка из поликарбоната; 7 — поршень механизма расширения с теплообменником



тана на частоту срабатывания 30 Гц, и поэтому тепловыделение в жидкости не должно представлять такой проблемы, как для фреоновых камер. Камера HOLEBC предназначалась для использования в качестве вершинного детектора установки ЕГС для изучения образования и распадов очарованных частиц на суперсинхротроне ЦЕРН. ЕГС — это многокомпонентный детектор общей длиной свыше 40 м, который позволяет идентифицировать и точно измерять импульсы вторичных частиц.

Элементы спектрометра были опробованы в эксперименте NA16 с камерой LEBC [28]. В конце 1981 г. камера HOLEBC проходила испытания на пучке. Камера фотографировалась классическим способом со светлым или темным полями. Гол로그램 регистрировали как по однолучевой, так и по двухлучевой схемам. Получены снимки треков, состоящих из пузырьков размером 20 мкм, и гол로그램 треков с пузырьками размером 10 мкм, плотность трека до 160 пузырьков/см, причем камера работала с проектной частотой срабатывания [82, 83]. Камера HOLEBC пока используется с применением классической оптики с разрешением около 20 мкм в слое глубиной 2 мм в эксперименте NA27, а применение голографической регистрации в эксперименте NA26 отложено на более поздний срок.

Небольшая фреоновая голографическая пузырьковая камера разработана также в ЛИЯФ [37, 84]. Она имеет объем 150 см³, а ее рабочее пространство представляет собой цилиндр диаметром 6,3 и высотой 4 см. Длительность цикла расширения 10 мс, частота срабатываний до 1 Гц. В первых опытах [37] использовались рубиновый лазер и лазер на красителе родамин 6Ж с ламповой накачкой. Оптическая система была построена по схеме Габора, гол로그램 снимались на фотопленку Изопанхром 18 с разрешающей способностью 260 линия/мм, размещенную на расстоянии 10—15 см от камеры. В качестве источника излучения использовался препарат ⁶⁰Со. Были получены гол로그램 треков электронов с диаметром пузырька порядка нескольких десятков микрометров и плотностью около

150 пузырьков/см, причем качество голограмм, получаемых с лазерами обоих типов, было практически одинаково.

В декабре 1983 г. была проведена отладка этой камеры в реальных условиях эксперимента на ускорителе [84]. Камера облучалась в пучке протонов от синхрофазотрона ОИЯИ с использованием рубинового лазера с энергией импульса 0,3 Дж (рис. 26) и специальной

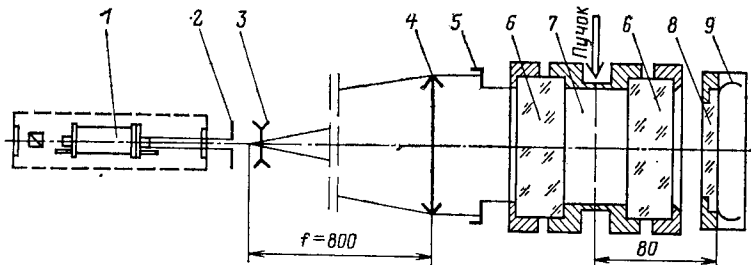


Рис. 26. Схема голографирования пузырьковой камеры ЛИЯФ [84]:

1 — рубиновый лазер; 2 — диафрагма; 3, 4 — линзы; 5 — диафрагма; 6 — окна камеры; 7 — рабочий объем камеры; 8 — стеклянная пластина; 9 — фотопленка

мелкозернистой фотопленки, сенсibilизированной на $\lambda = 694$ нм, отечественного производства. После подбора режима и наладки синхронизации с ускорителем были получены голограммы треков с плотностью пузырьков в пределах от 120 см^{-1} для треков первичных протонов до 1000 см^{-1} для треков вторичных частиц. Восстановленное изображение пузырьков с $d \approx 20$ мкм имеет хороший контраст и четкие границы (рис. 27), изображения пузырьков диаметром 10—12 мкм имеют менее четкие границы. В настоящее время камера готовится к облучению в пучке релятивистских ядер от синхрофазотрона ОИЯИ.

Для камер среднего и большого размеров, изображение которых регистрируется на фотопленке в уменьшенном масштабе, достижение высоких точностей, таких, как в маленьких камерах, очевидно, невозможно. Необходимое в данном случае оптическое «сжатие» голограммы приводит к ухудшению разрешения и вводит дополнительные искажения. Разрешение будет зависеть от глубины, на которой находится регистрируемый пузырек, так как оно обратно пропорционально синусу угла наблюдения. Кроме того, интенсивность света, рассеянного пузырьком, тоже зависит от глубины, что приводит к изменению соотношения между интенсивностями опорного пучка и объектных пучков от разных пузырьков и нарушению линейности голографической записи. Возможным решением этой проблемы представляется замена голографирования в параллельном пучке, который затем фокусируется (рис. 28, а), схемой, в которой интенсивность света, падающего на пузырек, тем больше, чем дальше он находится от места записи (рис. 28, б) [85]. Предварительные рассмотрения и опыты указывают, однако, на то, что и в этом случае применение

голографии дает повышенную по сравнению с классической фоторегистрацией разрешающую способность при большой глубине поля зрения.



Рис. 27. Восстановленное с голограммы изображение события в пузырьковой камере ЛИЯФ [84]

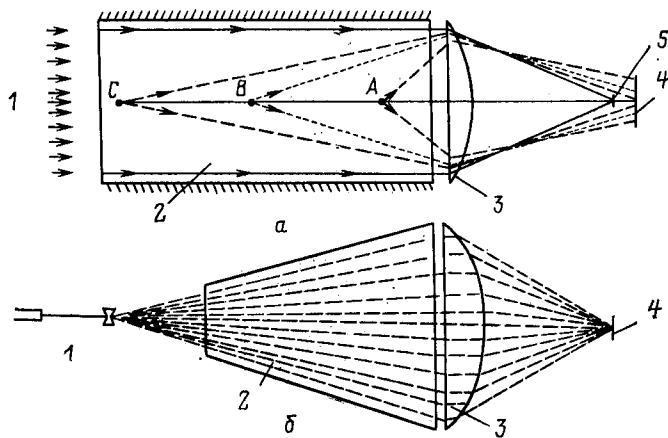


Рис. 28. Схема голографирования большой камеры в параллельном (а) и расходящемся (б) пучках света с оптическим сжатием голографируемого объема [85]: 1 — лазерный пучок; 2 — объем камеры; 3 — фокусирующая линза; 4 — фотопленка; 5 — поглотитель, уменьшающий фоновую засветку

В ЦЕРН изучается возможность применения голографии в быстроциклирующей водородной пузырьковой камере (RCBC). Эта камера диаметром 80 и глубиной 35 см была создана для ЕГС, где она должна работать в магнитном поле сверхпроводящего магнита. Камера оснащена оптической системой с отражателем скотчлайт, а три фотоаппарата способны регистрировать пузырьки размером 200 мкм с масштабом фотографирования 1:15. Предусматривается замена одного из этих фотоаппаратов системой повышенного разрешения

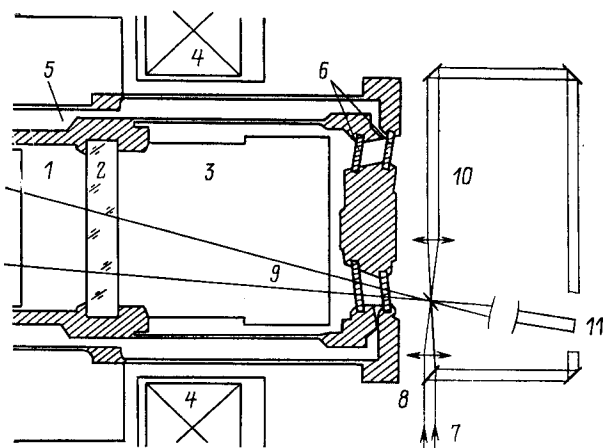


Рис. 29. Схема голографирования камеры RCBC [87]:

1 — рабочий объем камеры; 2 — главное окно; 3 — водородный экран; 4 — сверхпроводящие катушки; 5 — вакуумный кожух; 6 — окна вакуумного кожуха; 7 — лазерный пучок; 8 — светоделитель; 9 — освещающий пучок; 10 — опорный пучок; 11 — фотопластинка

с регистрацией пузырьков размером 40 мкм в ограниченном объеме $42 \times 20 \times 1$ см [86].

Предложенная схема голографирования этой камеры показана на рис. 29 [87]. Особенностью этой схемы является то, что опорный пучок вообще не входит в камеру. В качестве отражателя можно использовать скотчлайт [87] или большое сферическое вогнутое зеркало, закрепленное на поверхности поршня, который служит задней стенкой камеры [88]. Как показали опыты на стенде [89], система с зеркалом даст высокий контраст. Подобные разработки ведутся в США для 40-дюймовой водородной пузырьковой камеры Станфордской лаборатории.

Проблемы голографирования в больших камерах, таких, как BEVC в ЦЕРН или 15-футовая, обсуждались в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми [85, 90, 91].

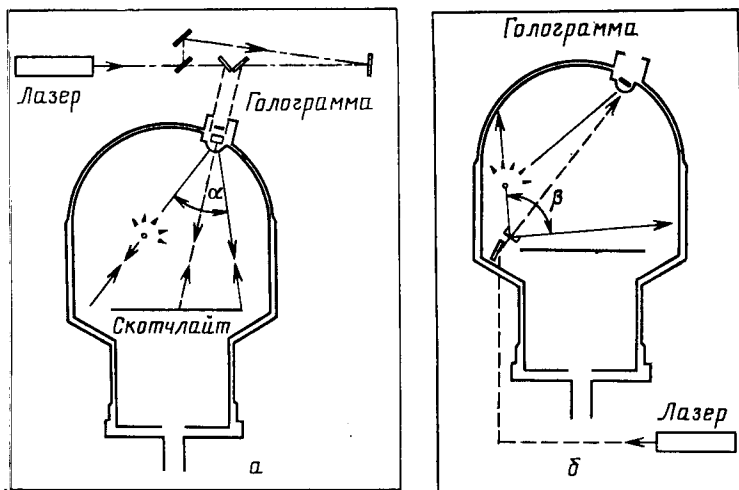


Рис. 30. Схема голографирования камеры ВЕВС [92]:
 а — двухлучевая; б — осевая

В 1983 г. были проведены опыты по голографической регистрации треков в камере ВЕВС [92]. Применялись двухлучевая (рис. 30, а) и габоровская схемы голографирования с расходящимся пучком, сформированным специальной линзой, для получения большой интенсивности света под большими углами (рис. 30, б). Использовался лазер на рубине с энергией в импульсе соответственно 4 и 10 Дж. Регистрировались треки частиц космического излучения с наименьшим размером пузырька 100—120 мкм. Это в 5 раз меньше тех, которые регистрируются в этой камере обычной оптикой. Несколько миллисекунд позже камера фотографировалась обычным способом. Суть этого метода заключается в том, что на обычном снимке удобно вести просмотр и в случае нахождения интересного события можно использовать голограмму для получения более высокой разрешающей способности. Таким образом, снимается трудоемкая проблема полного трехкоординатного просмотра восстановленного из голограммы изображения. Аналогичная схема регистрации готовится для 15-футовой камеры в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми.

В [91] предложено использовать панели из отражательных голограмм типа Денисюка, размещенные в объеме камеры (рис. 31).

Из разработанных ГСК только одна применялась в реальном эксперименте на ускорителе. Это — ГСК установки СКАЛАР (стримерная камера с лазерной регистрацией треков) [75] ЛИЯФ. В настоящее время ведутся завершающие работы по созданию ГСК высокого давления для экспериментов на ускорителе Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Установка СКАЛАР создана для оценки качества физической информации, получаемой с голографической стримерной

камеры. Камера размерами $150 \times 150 \times 30$ мм экспанировалась в пучке протонов с энергией 1 ГэВ в течение 10 ч. Из 2000 снимков 350 сделаны при запуске камеры частицами, идущими под углом

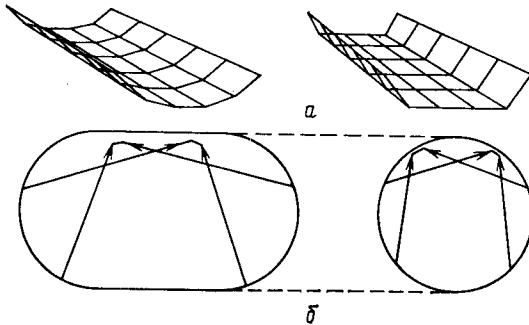


Рис. 31. Возможная схема голографирования большой камеры с использованием отражательных голограмм [91]:

а — вид голографической панели; б — размещение панелей в объеме камеры

$(45 \pm 5)^\circ$ к основному пучку протонов. На остальных снимках фиксировались следы протонов из основного пучка. Время задержки срабатывания камеры по отношению к моменту прохождения загу-

Таблица 4. Параметры ГСК

Тип частицы	Энергия, МэВ	Первичная удельная ионизация, см ⁻¹	Плотность стримеров, см ⁻¹	
			лазер	фото
Протоны	1000	8,5	$8,2 \pm 0,6$	$2,5 \pm 0,5$
Электроны от источника ⁹⁰ Sr	1,9—2,2	7,4	$7,8 \pm 0,8$	—

Таблица 5. Характеристики методов регистрации при облучении камеры протонами с $E = 1$ ГэВ

Метод регистрации	Размер стримера, мм		Средне-квадратичное отклонение, мм	Точность локализации, мм	Плотность стримеров, см ⁻¹
	вдоль поля	поперек поля			
Фото	$1,53 \pm 0,04$	$6,2 \pm 0,4$	0,240	0,021	$2,5 \pm 0,5$
Лазер	$0,38 \pm 0,01$ $\tau^* = 100$ нс	$2,5 \pm 0,1$ $\tau^* = 200$ нс	0,195	0,011	$8,2 \pm 0,6$

τ^* — время задержки лазерного импульса.

скающей частицы составляло (300 ± 20) нс, съемка велась вдоль электрического поля и поперек него в камере. Камера, заполненная

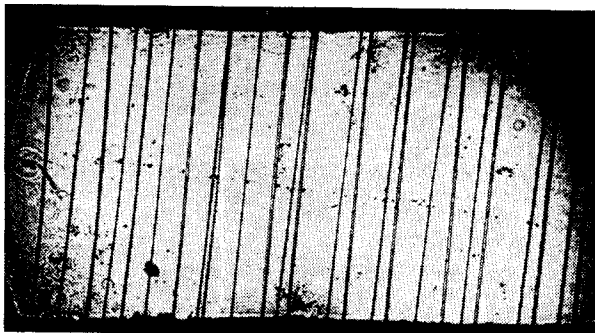


Рис. 32. Трек электрона в голографической дейтериевой стримерной камере при давлении 5 атм [57]. Длина трека около 3 см, время задержки лазерного импульса 300 нс, $E \sim 125$ кВ/см, диаметр стримера примерно 100 мкм

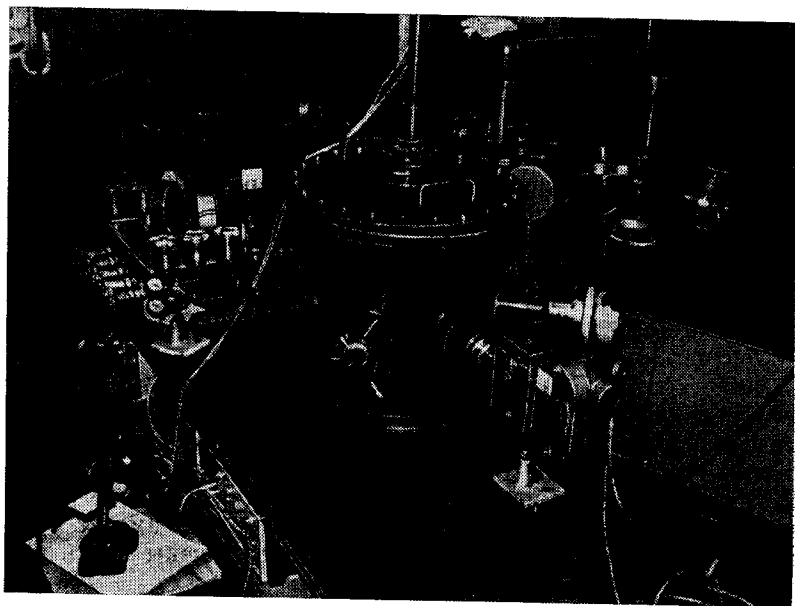


Рис. 33. Лабораторная установка водородно-дейтериевой стримерной камеры высокого давления [56, 57]

газовой смесью — 30% CH_4 + 70% He, работала в режиме самосунтирования с $E = 25$ кВ/см при голографической и обычной фото-



Рис. 34. Согласованный фильтр для отфильтровывания периодической структуры проводочных электронов стримерной камеры [93]



Рис. 35. Отфильтрованное изображение трека электрона в стримерной камере с регистрацией тенеграммы [93]

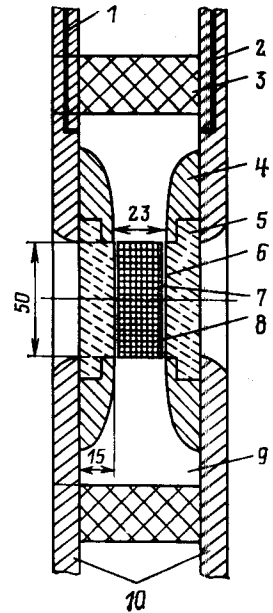


Рис. 36. Стримерная камера высокого давления [36]:

1 — ввод газа; 2 — вывод газа; 3 — кольцо из плексигласа; 4 — кольцевой электрод; 5 — стеклянное окно; 6 — слой золота; 7 — стеклянная пластинка; 8 — рабочий объем; 9 — объем под давлением; 10 — высоковольтные электроды

регистрациях. Габоровские голограммы размером 70×140 мм регистрировались при помощи импульсного азотного лазера на фотопленке Изопанхром 18 на расстоянии 5 см от камеры.

Была оценена способность камеры регистрировать треки в потоках с различной интенсивностью — от 10^4 до 10^8 с⁻¹ при времени сброса пучка 15—20 мс. Рабочая интенсивность пучка 10^5 с⁻¹ была эквивалентна одному первичному треку в камере.

Данные табл. 4 и 5 говорят о несомненных преимуществах голографического метода регистрации по сравнению с обычным способом фотографиярования.

Авторы работы [75] указывают на возможность применения СКАЛАР для изучения ядерных взаимодействий, поскольку в голограмме каждый трек изображается отдельно, независимо от яркости свечения его стримеров, т. е. могут быть прослежены треки частиц с различной ионизирующей способностью.

В [7, 36, 52—54, 56—58, 60] приведены данные о достигнутой чувствительности в стримерных камерах — лабораторных макетах вершинных детекторов с голографическим съемом информации с формированием и без формирования высоковольтного импульса. Как видно из табл. 2, достигнуто разрешение 25 мкм в камерах с формированием высоковольтного импульса [36]. Это значительно превы-

шает разрешение камер в режиме самошунтирования, равное 130 мкм [60]. Особенно четко это видно в камерах с одинаковым наполнением He:CN_2 (3:1) и примерно равным давлением, где, как следует из [36, 60], единственной разницей является только длительность импульсов в обеих установках. Отметим также, что регистрация тенеграм хотя и позволяет вести качественный и надежный обмер чувствительности, отнимает основное преимущество голографического съема на стадии обработки информации: возможность восстанавливать трехмерное изображение трека. Существенной помехой здесь являются проволочные электроды, чьи дифракционные картины затрудняют регистрацию голограмм. В [93] даны результаты оптической фильтрации изображений треков по тенеграммам от фоновых изображений проволочных электродов. Авторами указано на возможность вести фильтрацию во время физического сеанса. Здесь речь идет о фильтрации тенеграм стримеров (рис. 32), поскольку фильтрация их голограмм из-за большой шумовой компоненты дифракционных картин проволочных электродов пока не привела к ощутимым результатам. Тенеграмма регистрировалась в [56, 57] установкой, показанной на рис. 33. Согласованный фильтр дан на рис. 34, а на рис. 35 приведено отфильтрованное изображение трека электрона. На рис. 36 показана схема стримерной камеры высокого давления, разработанной в ЦЕРН [36].

6. ОБРАБОТКА ГОЛОГРАММ С ПУЗЫРЬКОВЫХ И СТРИМЕРНЫХ КАМЕР

Для просмотра и измерений снимков с пузырьковых и стримерных камер, полученных при помощи классических изображающих систем, используют столы, на плоскость которых оптически проецируется зарегистрированное на пленке изображение события. Проекционный стол может иметь двухкоординатное измерительное устройство, или измерения проводят на отдельном приборе, работающем в полуавтоматическом или автоматическом режиме (см. [94]). Общим для всех этих приборов является то, что оптические проекции камеры обмеряются поочередно, и зарегистрированные координаты пузырьков или стримеров обрабатываются затем на ЭВМ, которая проводит геометрическую реконструкцию отобранных событий в трехмерном пространстве.

Обработку трековой информации с голограммы обычно ведут по трехмерному действительному изображению камерного объема, и поэтому приборы для просмотра и измерений должны быть трехкоординатными. При этом требуется большое увеличение изображения, что напоминает условия обработки ядерных фотоэмульсий при помощи микроскопа. Восстановленное изображение обрабатывают «послойно», с небольшой глубиной резкости.

Предлагаемое в более ранних работах проецирование восстановленного с голограммы изображения на экран создает определенные

трудности [95]. Спекл-структура голографического изображения и монохроматический свет лазерного источника, восстанавливающего голограмму, утомительны для оператора. Кроме того, оптическая проекция с большим увеличением требует применения лазера относительно большой мощности. В связи с этим почти во всех приборах для обработки голограмм используется телевизионная техника. Ее применение устраняет перечисленные трудности, так как спекл исчезает вследствие усреднения по времени, цвет изображения на дисплее может быть подобран по желанию оператора, а высокая чувствительность передающей трубки позволяет ограничиться лазером мощностью всего в несколько милливатт. Кроме этого, телевизионная техника дает дополнительные возможности увеличения изображения и получения двух разных увеличений во взаимно перпендикулярных направлениях. Стандартная передающая трубка с разверткой в 625 линий обеспечивает разрешающую способность 20—25 мкм при непосредственной проекции голограммы на ее фотокатод. Для получения более высокого разрешения применяют объектив, проецирующий на фотокатод передающей трубки увеличенный фрагмент восстановленного изображения. Чтобы видеть целиком весь объем камеры, конструкторы приборов для обработки голограмм предусматривают два разных увеличения: одно для общего просмотра и поиска событий, а второе для поиска распадов короткоживущих частиц вблизи вершины первичного взаимодействия. В Страсбурге [96] применен объектив с переменным фокусным расстоянием, позволяющий плавно менять увеличение. Пленка с голограммой размещается, как правило, на двухкоординатном измерительном столике и крепится вакуумной системой или прижимным стеклом. Эта часть прибора заимствуется у измерительных приборов для обычных стереоснимков пузырьковых и стримерных камер, которые выводятся из эксплуатации (VANGUARD в Англии, спиральный измеритель в ЦЕРН и др.). Измерение третьей координаты по глубине кадра ведут или на основном двухкоординатном измерительном столике при помощи дополнительной системы вертикального передвижения пленки, или сменой глубинного слоя, который проецируется на фотокатод передающей трубки. При голографировании в прямом пучке точность определения глубины значительно хуже точности измерения координат в плоскости голограммы.

Первое устройство для обработки голограмм описано в работах ленинградской группы [97]. Оно создано на основе микроскопа УИМ-21 и газового лазера для освещения голограммы. Восстановленное с голограммы действительное изображение камеры просматривают на подвижном матовом экране, перемещаемом по глубине изображения, а также имеющем возможность вращения для непосредственного измерения углов в пространстве. Перемещения фиксируются датчиками на скрещенных решетках. Точность отсчета в плоскости экрана $\pm 2,5$ мкм, вертикальной координаты ± 100 мкм, углы наклона фиксируются с точностью $\pm 0,1^\circ$ в интервале углов $\pm 40^\circ$.

Общие принципы обработки голограмм обсуждались в [9]. В табл. 6, взятой из [98], приведены основные характеристики прибо-

Таблица 6. Приборы для обработки голограмм

Местонахождение	Перемещение вдоль оси			Лазер	Мощность, мВт	Увеличение на передающей трубке
	x	y	z			
Брюссель	Пленка	Пленка	Пленка	Ar	3	5* ; 17
ЦЕРН	То же	То же	Зеркало	Ar	25	0,6; 1; 12
Монс	» »	» »	ТВ**	He—Ne	10	3; 10
Неймеген	» »	» »	Пленка	He—Ne	15	1; 10
Падуя	» »	» »	ТВ	He—Ne	5	1; 10
Париж	» »	» »	Пленка	Ar	10	1; 4; 26
Рим	» »	ТВ	ТВ	He—Ne	5	1; 10
Резерфордская лаборатория	» »	Пленка	Пленка	He—Ne	19	1; 10
Страсбург	» »	То же	Объектив	He—Ne	5	1 → 20
Триест	ТВ	ТВ	Зеркало	He—Ne	5	1 → 15

* На экране: 150.

** Телевизионная камера.

ров, разрабатываемых для обработки голограмм с малогабаритных трековых камер.

В качестве примера подробно опишем разработанный в ЦЕРН прибор HOLMES [99]. Его оптическая схема представлена на рис. 37. Пленка с голограммой размещается на измерительном столике с ценой деления 2 мкм, вдоль осей x и y , и освещается параллельным пучком света от аргонового лазера мощностью 25 мВт. После прохождения через голограмму пучок света попадает на систему из трех зеркал, два из которых смонтированы на передвижном столике; передвижение столика сдвигает пространственное изображение камеры относительно телевизионной камеры и таким образом позволяет измерить z -координату. Этот дополнительный столик имеет цену деления 4 мкм. В оптическую систему прибора входит объектив с диафрагмой в виде тонкой проволоки, размещенной в фокальной плоскости этого объектива и предназначенной для устранения фона от опорного пучка. Световой пучок затем разделяется на три части, которые попадают на фотокатоды трех телевизионных камер. Камера A — это стандартная камера с 1-дюймовой передающей трубкой, воспроизводящая на экране монитора полосу размером $7,2 \times 10$ мм; камера B — специальная анаморфная камера, разработана японской фирмой «Хамаматацу», которая воспроизводит на экране монитора полосу размером $11 \times 2,8$ мм, но с увеличением в поперечном (y) направлении в 4 раза больше, чем в продольном (x). Камера C —

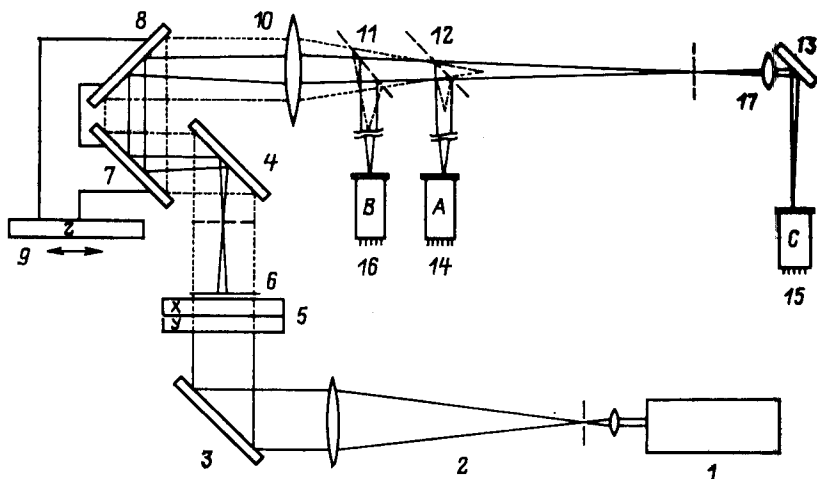


Рис. 37. Оптическая схема разработанного в ЦЕРН прибора для обработки голограмм HOLMES [99];

1 — аргонный лазер; 2 — система формирования светового пучка; 3, 4, 13 — фиксированные зеркала; 5 — измерительный столик x, y ; 6 — голограмма; 7, 8 — подвижные зеркала; 9 — измерительный столик z ; 10, 17 — объективы; 11, 12 — светоделители; 14, 15 — телевизионные камеры; 16 — анаморфная ТВ

стандартная камера, воспроизводящая полосу размером $0,8 \times 1,3$ мм. Перед оператором находятся три монитрных дисплея: два стандартных и один графический. Один из стандартных дисплеев подключен к камере А. На нем видна большая часть кадра для нахождения номера кадра, поиска взаимодействий и изучения треков, испускаемых под большими углами. Второй дисплей подключен к камере В. На нем видна центральная полоса кадра в направлении пучка, раскрытая в поперечном направлении (рис. 38) для разделения треков, испускаемых в узком конусе вперед и для поиска распадных вершин. После просмотра всего кадра оператор подключает один из мониторов к камере С для точной фокусировки и измерения найденных событий при большом увеличении. Графический монитор, подключенный к камере В, дает дополнительную возможность поиска изломов на треках поочередным наложением на них прямой линии.

В конструкции прибора использован двухкоординатный столик и часть электроники от выведенного из эксплуатации спирального измерителя. Для создания прибора потребовалось всего несколько месяцев.

Прибор HOLMES, как и другие приборы для обработки голограмм, подключен к управляющей ЭВМ и после ручного наведения на трек способен автоматически перемещаться вдоль него в трехмерном пространстве с целью измерения характеристик трека и поиска изломов от распада короткоживущих частиц.

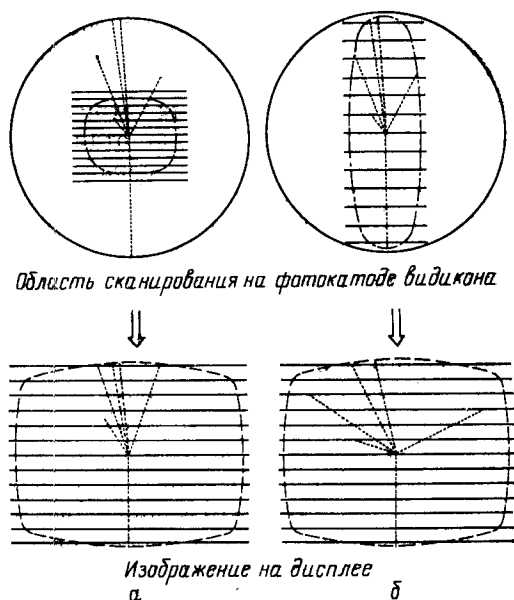


Рис. 38. Принцип получения обычного (а) и анаморфного (б) изображений на телевизионном дисплее [96]

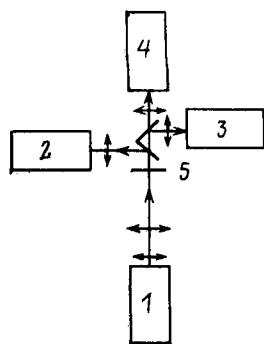


Рис. 39. Система обработки голограмм с применением трехцветного телевизионного монитора [96]:

1 — лазер; 2 — телевизионная камера красного канала; 3 — ТВ-камера синего канала; 4 — ТВ-камера зеленого канала; 5 — голограмма

Совсем другие проблемы возникают при обработке голограмм с больших пузырьковых камер. При освещении голограммы пучком света от лазера возникает полномасштабное пространственное изображение, которое для больших камер, как, например 15-футовая или ВЕВС, занимает объем около 20 м³. Создание измерительного устройства, обеспечивающего точность нескольких десятков микрометров в пределах такого большого объема, является трудной задачей. Возможное решение этой проблемы обсуждается в [100]. Авторы этой работы предлагают вести просмотр на обычных стереоснимках и после отбора интересного события изучать ближайшую окрестность при помощи голограммы. Для этого определяют пространственные координаты найденного события, и соответствующая часть голографического изображения передается на измерительное устройство системы зеркал, управляемой ЭВМ. Такой метод обработки пригоден, конечно, только в случае небольшой загрузки камеры, когда нет наложения событий на стереоснимках.

Среди предложений, выдвигаемых в связи с обработкой голограмм от трековых приборов, стоит упомянуть предложение использовать цветной телевизионный монитор (рис. 39) [95, 96]. На таком мониторе предлагают получить разноцветные изображения трех соседних слоев камеры от трех черно-белых телекамер, сфокусированных на эти три слоя. Такая система позволит оператору хорошо ориентироваться по глубине.

Наконец, обсуждалась возможность непосредственной обработки голограмм, но этот подход требует сложных алгоритмов обработки и ЭВМ с очень большой памятью.

Что касается обработки информации с лазерных стримерных камер, то здесь следует заметить, что тенеграммы не отличаются от обычных стереофотоснимков и поэтому их можно обрабатывать на обычных двухкоординатных измерительных приборах. Так, регистрируемые авторами работы [33] голограммы обрабатывались системой HOLMES.

В [101] приведены выражения, определяющие пространственное положение точек трека через координаты их теневых проекций и геометрические параметры системы освещения и фотографирования при использовании метода промежуточного экрана.

Следует отметить работы, в которых предлагается получить плоские проекции голограммы, которые можно затем обрабатывать традиционными методами. Так, в [102] предложено использовать для этой цели концентрический мезооптический объектив, изображающий точку в отрезок на оптической оси. Мезооптический объектив позволяет получить плоскую проекцию трехмерного изображения объема камеры, восстановленного с голограммы при сохранении присутствующего голограмме высокого пространственного разрешения. По двум мезооптическим проекциям, которые можно обрабатывать традиционными методами, можно восстановить геометрию события в камере. В случае большой загрузки камеры треками необходимо сократить глубину сканирования мезооптического объектива и превратить одно голографическое изображение в более чем одну пару плоских проекций.

В [103] предлагается вести стереофоторегистрацию восстановленного с голограммы изображения в тонком слое, в котором находится интересующее нас событие.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Голографический метод съема трековой информации с пузырьковых и стримерных камер продемонстрировал важные положительные характеристики, позволяющие по-новому подойти к проблеме создания прецизионных вершинных детекторов. Выполнены также успешные эксперименты по голографированию трековых камер больших объемов.

В заключение перечислим свойства голографического метода, которые делают его незаменимым в пузырьковых и стримерных камерах: большая глубина резкости с сохранением пространственного разрешения по восстановленному изображению, которое определяется критерием Аббе — Рэлея; повышенная загрузка трековой камеры по сравнению с традиционными изображающими системами; более высокий темп набора статистических данных, позволяющий исследовать взаимодействия элементарных частиц, идущие с малым сече-

нием. Однако существуют нерешенные проблемы создания автоматизированных систем обработки голограмм. Возможно, что они будут преодолены при помощи мезооптики.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность А. М. Балдину и В. П. Джелёзову за поддержку, Ю. А. Щербакوفу за стимулирующий интерес, Л. М. Сороко, М. В. Стабникову и М. А. Томбаку за полезные обсуждения. Кроме того, Е. Бартке хочет поблагодарить сотрудников ЦЕРН Х. Древермана, Х. Лейтца, П. Лекока, Л. Монтане и А. Эрве и сотрудника Бернского университета Б. Хана за предоставление информации о проводимых ими экспериментах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галанин М. Д. и др. — В кн.: Материалы XII Международной конференции по физике высоких энергий. Т. 2. Дубна, 1964, М.: Атомиздат, 1966, с. 513.
2. Комар А. П., Стабников М. В., Турухано Б. Г. Материалы семинара по методике пузырьковых камер физиков ОИЯИ и ЦЕРН. ОИЯИ, Дубна, 1965, с. 7.
3. Wilford W. T. — Appl. Opt., 1966, v. 5, p. 872.
4. Ward J. H., Thompson B. J. — J. Opt. Soc. Amer., 1967, v. 57, p. 275.
5. Комар А. П. и др. Препринт ФТИ им. А. Иоффе АН СССР № 079, Л., 1968.
6. Dykes M. e.a. — Nucl. Instrum. and Methods, 1981, v. 179, p. 487.
7. Кулюкин М. М. и др. Препринт ЛИЯФ № 36, Л., 1973.
8. Сороко Л. М. — ЭЧАЯ, 1972, т. 3, вып. 3, с. 688.
9. Eisler F. R. — Nucl. Instrum. and Methods, 1979, v. 163, p. 105.
10. Montanet L., Reucroft S. — Phys. Rep. C, 1982, v. 83, p. 61. (Пер. на рус. яз.: УФН, 1984, т. 142, вып. 4, с. 635).
11. Sandweiss J. — Phys. Rep. C, 1982, v. 83, p. 39. (Пер. на рус. яз.: УФН, 1984, т. 142, вып. 3, с. 504).
12. Моисеев А. М. — ЭЧАЯ, 1984, т. 15, вып. 3, с. 656.
13. Glaser D. A. — Phys. Rev., 1953, v. 91, p. 762.
14. Александров Ю. А. и др. Пузырьковые камеры. М.: Атомиздат, 1963.
15. Balandin M. P. e.a. — Nucl. Instrum. and Methods, 1963, v. 20, p. 110.
16. Вирясов Н. М. и др. Депонированное сообщение ОИЯИ Б2-13-6169, Дубна, 1971.
17. Prugne P. — In: Proc. 1963 Intern. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati, 1973, p. 13; Reinhard H. P. — Ibid., p. 3.
18. Fisher C. M. — Ibid., p. 21.
19. Богомолов Н. В. и др. Сообщение ОИЯИ 13-84-582, Дубна, 1984.
20. Chikovani G. E. a.e. — Phys. Lett., 1973, v. 6, p. 254; Nucl. Instrum. and Methods, 1964, v. 29, p. 261; Dolgoshein B. A. e.a. — Nucl. Instrum. and Methods, 1964, v. 29, p. 270.
21. Meyer H. — In: Proc. 1973 Intern. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati, 1973, p. 107; Villa F. — Ibid., p. 115.
22. Давиденко Б. А. и др. — ЖЭТФ, 1968, т. 55, с. 426.
23. Javrishvili A. K. e.a. — Nucl. Instrum. and Methods, 1980, v. 177, p. 381.
24. Abe K. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 1526.
25. Ferrie J. D., Field R. C. SLAC-PUB-3246, Stanford, 1983; Submitted to Nucl. Instrum. and Methods.
26. Hahn B. e.a. — Intern. Conf. on Miniaturization of Detectors for High Energy Physics, Pisa, 1980.
27. Benichou J. L. e.a. — Nucl. Instrum. and Methods, 1981, v. 190, p. 487.
28. Aguilar-Benitez M. e.a. — Ibid., 1983, v. 205, p. 79.

29. Allison W. e. a. — Phys. Lett., 1980, v. 93B, p. 509.
30. Adeva B. e. a. — Phys. Lett., 1981, 102B, p. 285.
31. Aguilar-Benitez M. e. a. — Phys. Lett., 1983, v. 123B, p. 98; *ibid.*, p. 103.
32. Sandweiss J. Physics Today, 1978, October issue, p. 40.
33. Eckardt V., Wenig S. — Nucl. Instrum. and Methods, 1983, v. 213, p. 217.
34. Майка R. e.a. — *Ibid.*, 1982, v. 192, p. 241.
35. Иванов И. Ц. и др. Д1-83-798, Дубна, 1983.
36. Eckardt V. e.a. CERN/EF 83-18, Geneva, 1983.
37. Баканов Л. В. и др. ЛИЯФ № 829, Л., 1983.
38. Бартке Е и др. ОИЯИ Р13-83-198, Дубна, 1983.
39. Nerve A. e.a. — Nucl. Instrum. and Methods, 1982, v. 202, p. 417.
40. Справочник по лазерам: Пер. с англ. М., Сов. радио, 1978.
41. Кольер Р., Беркхард К., Лин Л. Оптическая голография: Пер. с англ. М.: Мир, 1973.
42. Gabor D. — Proc. Roy. Soc., 1949, v. A-197, p. 454; *ibid.*, 1950, v. B-64, p. 449.
43. Денисюк Ю. Н. — ДАН СССР, 1962, т. 144, с. 1275.
44. Островский Ю. И. Оптическая голография. Л.: Наука, 1970.
45. Гудмен Дж. Введение в когерентную оптику и голографию: Пер. с англ. М.: Мир, 1970.
46. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
47. Де Велис Дж., Рейнольдс Дж. Голография: Пер с англ. М.: Воениздат 1970.
48. Турухано Б. Г. Препринт ФТИ № 098, Л., 1968.
49. Юу Ф. Т. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию. М.: Наука, 1979.
50. Мельниченко А. И., Силаев В. И. ИТЭФ-9, М., 1981.
51. Leutz H. — In: Proc. Meeting on Application of Holographic Techniques to Bubble Chamber Physics, RI-81-042, Chilton, 1981, p. 33.
52. Kozlov V. S. e.a. — Nucl. Instrum. and Methods, 1977, v. 140, p. 125.
53. Kalimov A. G. e.a. — *Ibid.*, 1981, v. 185, p. 81.
54. Ульман П. и др. ОИЯИ Р13-12260, Дубна, 1979.
55. Ульман П. и др. ОИЯИ 13-81-323, Дубна, 1981.
56. Будзяк А. и др. ОИЯИ 1-80-299, Дубна, 1980.
57. Иванов И. Ц. и др. ОИЯИ Р13-83-154, Дубна, 1983.
58. Будзяк А. и др. ОИЯИ 13-82-160, Дубна, 1982.
59. Будзяк А. и др. ОИЯИ Р13-83-183, Дубна, 1983.
60. Иванов И. Ц. и др. ОИЯИ Д1-83-798, Дубна, 1983.
61. Глаголева Н. С. и др. ОИЯИ 13-7792, Дубна, 1974.
62. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975.
63. Стабников М. В., Томбак М. А. Препринт ЛИЯФ № 497, Л., 1979.
64. Томбак М. А. Препринт ЛИЯФ № 499, Л., 1979.
65. Володин В. Д. и др. ОИЯИ Р1-82-40, Дубна, 1982.
66. Ермилова В. К. и др. — ЖЭТФ, 1968, т. 56, с. 1608.
67. Буссо Л., и др. ОИЯИ Р13-9131, Дубна, 1975.
68. Дрейден Г. В. и др. Физика плазмы. 1975, т. 1, с. 462.
69. Forman P. R. e.a. — Appl. Phys. Lett., 1973, v. 22, p. 537.
70. Kristal R. — Appl. Opt., 1975, v. 14, p. 628.
71. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974.
72. Fisher C. M. e.a. — In: RI-81-042, Chilton, 1981, p. 181.
73. Будзяк А. и др. ОИЯИ 1-80-303, Дубна, 1980.
74. Ульман П. и др. ОИЯИ 13-81-321, Дубна, 1981.
75. Калимов А. Г. и др. ЛИЯФ № 407, Л., 1978.
76. Анцой Э. И. и др. ЛИЯФ № 709, Л., 1981.
77. Lecoq P., Olivier P. — In: RI-81-042, Chilton, 1981, p. 94.
78. Yura H. T. — Appl. Opt., 1973, v. 12, p. 1188.
79. Nerve A. — In: RI-81-042, Chilton, 1981, p. 41.
80. Johansson K. E. — In: CERN 82-01, Geneva, 1982, p. 66.