

С 344.1е + С 344.1ш + С 344.1ч

+ ✓

Сороко Л. М.

3241/81

БІ - 13 - 81 - 229



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

БІ-13-81-229

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

• Дубна 1981

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

51-13-81-229

Л. М. Сороко

ФУРЬЕ-МИКРОСКОП ДЛЯ ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИИ

I. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Библиотечный штамп с датой 01.04.81

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

Дубна, 1981 г.

## Аннотация

Излагается принцип действия фурье-микроскопа для ядерной фотоэмульсии. Дается оценка возможного повышения скорости просмотра слабо загруженной фотоэмульсии в экспериментах по наблюдению чарм-частиц на пучках нейтрино от ускорителя.

## I. Введение

Биологический микроскоп продолжает быть основным инструментом в методе регистрации элементарных частиц и исследовании взаимодействий частиц с веществом при помощи ядерной фотоэмульсии. Как для просмотра, так и для обмера событий в ядерной фотоэмульсии обычно используют оптический микроскоп, схема которого дана на Рис. I. Свет от лампы накаливания I направляют на слой ядерной фотоэмульсии 2 через линзу-коллектор 3, полевую диафрагму 4, зеркало 5, апертурную диафрагму 6 и конденсор 7. Если след частицы 8 в слое ядерной фотоэмульсии 2 расположен в плоскости чертежа перпендикулярно оптической оси микроскопа, то изображение такого следа формируется в виде мнимого изображения 9 при помощи объектива IO и окуляра II, укрепленных на подвижном тубусе микроскопа I2. При визуальном наблюдении следа частицы тубус микроскопа устанавливают в такое положение, при котором действительное изображение следа частицы I3 лежит выше точки переднего фокуса В окуляра II. В этом положении окуляр II работает как лупа. Лучи света, образующие при помощи окуляра II изображение 9 следа частицы 8, формируют на сетчатке глаза I4 действительное изображение следа частицы 8. При этом мнимое изображение 9 лежит от глаза на расстоянии наилучшего видения  $D \approx 250$  мм.

Если окуляр II передвинуть в положение, при котором действительное изображение, формируемое объективом IO, лежит ниже точки фокуса В окуляра II, то изображение, которое создает окуляр II, станет действительным и его можно проектировать на экран или фотографировать.

Если след частицы образует с оптической осью микроскопа угол меньше, чем  $90^\circ$ , то сфокусированное, четкое изображение образуют

только те зерна серебра, которые лежат в заштрихованном слое толщиной  $\Delta z$  (Рис.2). Изображение остальных зерен следа частицы получается частично или полностью размытым.

Глубина слоя  $\Delta z$  определяется как геометрической, так и дифракционной глубинами резкости оптического микроскопа. При этом геометрическая глубина резкости микроскопа равна

$$\Delta z_{\text{геом}} = \frac{n}{A} \cdot \frac{a}{k}, \quad (1)$$

где  $n$  - показатель преломления иммерсии;  $a$  - линейная разрешающая способность по предмету для невооруженного глаза;  $A$  - числовая апертура объектива микроскопа, а  $k$  - коэффициент линейного увеличения микроскопа. Например, для  $n = 1,5$ ;  $A = 0,9$ ;  $k = 400$ ;  $a = 0,2$  геометрическая глубина резкости равна  $\Delta z_{\text{геом.}} \approx 0,9$  мкм.

Дифракционная глубина резкости микроскопа определяется выражением

$$\Delta z_{\text{дифр}} = \frac{n\lambda}{2A^2}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  - средняя длина волны света. Для того же примера при  $\lambda = 0,6$  мкм дифракционная глубина резкости равна  $\Delta z_{\text{дифр.}} \approx 0,6$  мкм. Полную глубину резкости  $\Delta z$  можно приближенно оценить как сумму

$$\Delta z \approx \Delta z_{\text{геом}} + \Delta z_{\text{дифр}}, \quad (3)$$

или  $\Delta z \approx 1,5$  мкм в рассматриваемом примере. Так как толщина слоя проявленной фотоэмульсии равна около 200 мкм или 130 глубин резкости  $\Delta z$ , то в процессе просмотра ядерной фотоэмульсии оператор непрерывно меняет положение слоя четкого изображения,

вращая винт наводки фокуса оптического микроскопа /1,2/ Чтобы просмотреть внимательно  $1 \text{ см}^2$  поверхности слабо загруженной ядерной фотоэмульсии на всю глубину, оператор затрачивает полный рабочий день.

Попытки автоматизировать просмотр ядерной фотоэмульсии предпринимались не один раз. Однако все известные устройства для автоматического просмотра ядерной фотоэмульсии /3,4/ представляли собой дорогостоящие громоздкие системы, не получившие широкого распространения. Ни в одном из этих устройств не была устранена операция перефокусировки микроскопа по глубине. Между тем именно эта операция делает весьма трудоемкой процедуру "ручного" просмотра и является главным препятствием для достижения высокой скорости просмотра в автоматизированных системах.

Один из возможных путей существенного повышения скорости просмотра ядерной фотоэмульсии состоит в том, чтобы полностью устранить операцию перефокусировки по глубине, а процесс измерения геометрических характеристик прямолинейного следа частицы вести при помощи автоматизированной системы не традиционно, путем разбиения изображения прямого следа на отдельные элементы и фиксации положения этих элементов в пространстве, а путем наблюдения за изображением следа как за единым целым.

Возможность такого подхода стала реальной после того, как наряду с лампами накаливания в технику эксперимента вошли лазерные источники света и были разработаны оптические корреляторы, оптические согласованные фильтры и, наконец, оптические вычислительные машины /5/. Существенной предпосылкой для адекватного использования интегральных методов измерений, разработанных в последнее время в оптической голографии и в Фурье-оптике /6/, является то, что след частицы в ядерной фотоэмульсии, в отличие от



многих биологических микрообъектов, представляет собой цепочку проявленных зерен серебра, расположенных вдоль практически прямой траектории частицы в слое ядерной фотоэмульсии. При просмотре ядерной фотоэмульсии, облученной в пучках нейтрино от ускорителя, измеряют только геометрические (а не фотометрические) характеристики следов частиц и по этим данным выходят на ядерное взаимодействие, среди продуктов которого могут находиться "очарованные" частицы. Обычно в таких экспериментах ядерная фотоэмульсия слабо загружена и имеет низкую плотность следов и полезных событий.

В данном сообщении излагается принцип действия Фурье-микроскопа, основного узла автоматизированной системы просмотра ядерной фотоэмульсии. В его основе лежит Фурье-оптика при когерентном освещении, принцип Бабинне в оптике и дифракционный характер процесса образования Фурье-образа прямого следа частицы.

## 2. Фурье-оптика

Основные положения Фурье-оптики при когерентном освещении можно пояснить на примере простейшей изображающей системы, которая содержит тонкую двояковыпуклую линзу (Рис.3а) <sup>17/</sup>. Оптические свойства этой линзы не изменятся, если ее разрежим вдоль медианной плоскости на две части, как показано на Рис.3б. Получим две плоско-выпуклых линзы, фокусное расстояние каждой из которых равно  $2f$ , где  $f$  - фокусное расстояние исходной линзы. Раздвинем две линзы на расстояние  $f$ , оставив без изменения все остальные размеры (Рис.3в).

Плоскость  $\omega$ , расположенная на расстоянии  $f$  между двумя линзами, называют плоскостью пространственных частот или

плоскостью Фурье. При этом связь между амплитудой волнового поля  $g(x)$  в плоскости объекта-транспаранта, просвечиваемого коллимированным монохроматическим пучком света, и амплитудой поля световой волны  $G(\omega)$  в плоскости пространственных частот  $\omega$  выражается через интеграл Фурье:

$$g(x) \rightarrow G(\omega) = \int g(x) \exp(-i\omega x) dx, \quad (4)$$

где интегрирование ведут по области задания функции  $g(x)$ , а пространственная частота  $\omega$  связана с координатой  $\xi$  в той же плоскости соотношением

$$\omega = \frac{2\pi}{\lambda f} \xi. \quad (5)$$

Если в плоскость  $\omega$  поместить фильтр пространственных частот, то получим типичную систему Фурье-оптики <sup>/8/</sup>. Принцип действия этой системы заключается в следующем. Сигнал  $f(x)$ , описывающий амплитудное пропускание транспаранта, который установлен в плоскости  $P_1$ , преобразуется линзой  $L_1$  в Фурье-образ  $F(\omega)$ , который формируется в плоскости  $P_2$ . В той же плоскости помещают фильтр пространственных частот. Отфильтрованный сигнал подвергается второму преобразованию Фурье при помощи линзы  $L_2$ . В плоскости  $P_3$  отображается отфильтрованное изображение.

Эта схема представляет собой наиболее типичный элемент Фурье-оптики, при помощи которого реализуют различные процессы преобразования двумерных сигналов, заданных в виде распределения плотности почернения фотографического негатива.

Одной из характерных операций в Фурье-оптике является согласованная фильтрация двумерных сигналов, которая производится с целью обнаружения известного сигнала  $s(x)$  на фоне помехи  $n(x)$



и установления месторасположения центра сигнала  $S(x)$  или нескольких таких же сигналов в кадре.

В случае ядерной фотоэмульсии полезным сигналом  $s(x)$  является прямолинейный след частицы, а помехой  $n(x)$  — следы электронов малых энергий, одиночные зерна вуали, а также царапины и координатная сетка на поверхности фотоэмульсии. В общем случае согласованный фильтр, устанавливаемый в плоскости пространственных частот  $\omega$ , представляет собой негатив-транспарант, коэффициент амплитудного пропускания которого определяется выражением /8/

$$T(\omega) = \frac{S^*(\omega)}{N(\omega)}, \quad (6)$$

где  $S(\omega)$  — Фурье-образ полезного сигнала  $s(x)$ , а  $N(\omega)$  — Фурье-образ помехи  $n(x)$ . Знак (\*) обозначает комплексное сопряжение. При этом

$$\left. \begin{aligned} S(\omega) &= \int s(x) \exp(-i\omega x) dx, \\ N(\omega) &= \int n(x) \exp(-i\omega x) dx. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

В идеализированном случае  $N(\omega) \approx \text{const}$ , и тогда

$$T(\omega) \approx S^*(\omega). \quad (8)$$

Из (8) видно, что согласованный фильтр в этом случае пропускает только те пространственные частоты, которые содержатся в полезном сигнале  $s(x)$ , а остальные пространственные частоты ослабляет или блокирует. Согласованный фильтр не только воздействует на интенсивность сигнала, но также выполняет комплексное сопряжение амплитуды сигнала. Это эквивалентно тому, что опережающая

и установления месторасположения центра сигнала  $S(x)$  или нескольких таких же сигналов в кадре.

В случае ядерной фотоэмульсии полезным сигналом  $S(x)$  является прямолинейный след частицы, а помехой  $n(x)$  — следы электронов малых энергий, одиночные зерна вуали, а также царапины и координатная сетка на поверхности фотоэмульсии. В общем случае согласованный фильтр, устанавливаемый в плоскости пространственных частот  $\omega$ , представляет собой негатив-транспарант, коэффициент амплитудного пропускания которого определяется выражением /8/

$$T(\omega) = \frac{S^*(\omega)}{N(\omega)}, \quad (6)$$

где  $S(\omega)$  — Фурье-образ полезного сигнала  $S(x)$ , а  $N(\omega)$  — Фурье-образ помехи  $n(x)$ . Знак  $*$  обозначает комплексное сопряжение. При этом

$$\left. \begin{aligned} S(\omega) &= \int S(x) \exp(-i\omega x) dx, \\ N(\omega) &= \int n(x) \exp(-i\omega x) dx. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

В идеализированном случае  $N(\omega) \approx \text{const}$ , и тогда

$$T(\omega) \approx S^*(\omega). \quad (8)$$

Из (8) видно, что согласованный фильтр в этом случае пропускает только те пространственные частоты, которые содержатся в полезном сигнале  $S(x)$ , а остальные пространственные частоты ослабляет или блокирует. Согласованный фильтр не только воздействует на интенсивность сигнала, но также выполняет комплексное сопряжение амплитуды сигнала. Это эквивалентно тому, что опережающая

фаза в исходном сигнале  $S(\omega)$  переходит в запаздывающую фазу комплексно-сопряженного сигнала  $S^*(\omega)$ , или наоборот, запаздывающая фаза переходит в опережающую /8/.

Чтобы изготовить оптический согласованный фильтр с такими свойствами, используют элементы голографических установок /9/. Простейшая схема получения комплексно-сопряженного согласованного фильтра дана в /10/. Транспарант, на котором записан сигнал  $s(x)$ , просвечивают коллимированным пучком света от лазера. Собирающая линза  $L$  формирует в плоскости  $P_2$  Фурье-образ  $S(\omega)$  сигнала  $s(x)$ . В той же плоскости располагают фотоэмульсию, которую освещают как волной  $S(\omega)$ , так и плоской опорной волной, идущей под углом  $\theta_0$  к оптической оси системы. Интенсивность интерференционной картины, возникающей в плоскости  $P_2$ , определяется выражением

$$I(\omega) = |S(\omega) + \exp(i\omega x_0)|^2 =$$

$$= 1 + |S(\omega)|^2 + S^*(\omega) \exp(i\omega x_0) +$$

$$+ S(\omega) \exp(-i\omega x_0),$$

где 
$$x_0 = \frac{2\pi \sin \theta_0}{\lambda}.$$

Можно показать /9,10/, что фотопластинка, на которой зарегистрировано распределение интенсивности света (9), выполняет функцию перемножения амплитуды  $S^*(\omega)$  на амплитуду Фурье-образа волнового поля просвечиваемой волны.

Процесс отфильтровывания полезного сигнала  $s(x)$  от шумов  $n(x)$  из сигнала

$$g(x) = s(x) + n(x), \quad (10)$$

который подается на согласованный комплексно-сопряженный фильтр, ведут при помощи устройства, схема которого описана в /10/. В плоскости  $P_1$  расположен транспарант, на котором записан сигнал  $g(x)$ . Собирающая линза  $L_1$  выполняет прямое преобразование Фурье. В плоскости  $P_2$  установлен голографический комплексно-сопряженный фильтр  $\Phi$  в виде транспаранта, коэффициент пропускания света которого определяется выражением (9). Непосредственно за фильтром в плоскости  $P_2$  формируется волновое поле с амплитудой

$$\begin{aligned}
 R(\omega) &= G(\omega) I(\omega) = \\
 &= G(\omega) [1 + |S(\omega)|^2] + G(\omega) S^*(\omega) \exp(i\omega x_0) + \\
 &+ G(\omega) S(\omega) \exp(-i\omega x_0).
 \end{aligned}$$

Это волновое поле состоит из трех пучков света, которые отделены друг от друга в угловом пространстве. Прямой, неотклоненный пучок света, амплитуда волнового поля в котором описывается первым слагаемым выражения (II), распространяется вдоль оптической оси устройства и интереса не представляет. Второй пучок света, амплитуда волнового поля в котором описывается вторым слагаемым выражения (II), распространяется относительно оптической оси под углом  $\theta_0$ , т.е. в том же направлении, в каком шел опорный пучок на стадии изготовления комплексно-сопряженного согласованного фильтра. Третий пучок света, которому соответствует последнее слагаемое в выражении (II), распространяется относительно оптической оси под углом  $-\theta_0$ . Распределение интенсивности света во втором пучке непосредственно за фильтром  $\Phi$  описывается выражением

$$\begin{aligned}
 G(\omega) S^*(\omega) &= [S(\omega) + N(\omega)] S^*(\omega) = \\
 &= |S(\omega)|^2 + N(\omega) S^*(\omega).
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

Соответствующее выражение для третьего пучка света под углом  $-\theta_0$  имеет вид

$$G(\omega) S(\omega) = [S(\omega) + N(\omega)] S(\omega) = \\ = S(\omega) \cdot S(\omega) + N(\omega) \cdot S(\omega). \quad (I3)$$

Линза обратного преобразования Фурье  $L_2$  воздействует одновременно на все три пучка света и формирует в плоскости  $P_3$  три изображения, отделенные друг от друга. Нижнее изображение содержит яркое пятно, распределение амплитуды поля в котором определяется функцией автокорреляции сигнала  $S(x)$  :

$$S * S = \int S(x') S(x+x') dx' \quad (I4)$$

а также размытый фон, амплитуда которого равна функции кросс-корреляции сигналов  $S(x)$  и  $n(x)$  /8/ :

$$S * n = \int S(x') n(x+x') dx'. \quad (I5)$$

Верхнее изображение в плоскости  $P_3$  содержит яркое пятно другого вида, распределение амплитуды поля в котором описывается функцией автосвертки сигнала  $S(x)$  :

$$S \otimes S = \int S(x') S(x-x') dx', \quad (I6)$$

а также размытый фон в виде свертки сигналов  $S(x)$  и  $n(x)$  :

$$S \otimes n = \int n(x') S(x-x') dx'. \quad (I7)$$

Замечательным свойством согласованного фильтра вида (II) является то, что пятно автокорреляции в нижнем изображении и пятно автосвертки в верхнем изображении поступательно перемещаются

в кадре одновременно с перемещением анализируемого сигнала  $g(x)$  вида (10) во входном кадре.

### 3. Применение Фурье-оптики для плоских изображений прямых следов

Чтобы проиллюстрировать потенциальные возможности применения Фурье-оптики в ядерной физике, рассмотрим пример анализа характеристик одиночного прямолинейного следа на плоской фотографии, полученной в трековой камере с фильмовым съемом информации.

Измерение углов ориентации одиночного прямолинейного следа можно выполнить при помощи оптического устройства, описанного в [11, 12]. Устройство состоит из точечного источника монохроматического света [14], линзы-коллиматора, линзы преобразования Фурье фотонегатива со следами частиц, диска с узкой щелью и фотоприемника. Положение прямолинейного следа частицы в плоскости фотонегатива можно аппроксимировать прямой линией вида

$$y = m \cdot x + b. \quad (18)$$

В плоскости пространственных частот возникнет дифракционная картина в виде узкого прямоугольника, центр которого находится в точке  $\omega_x = \omega_y = 0$ , а положение оси прямоугольника в плоскости пространственных частот определяется уравнением

$$\omega_x + m \cdot \omega_y = 0. \quad (19)$$

Уравнение (19) указывает на то, что изображение следа частицы на фотонегативе и его дифракционное изображение перпендикулярны друг другу.

Диск с узкой щелью вращается в плоскости пространственных частот. Если ориентация узкой щели совпадает с прямой (I9), то свет от дифракционной картины проходит через узкую щель, и на выходе фотоприемника появляется электрический сигнал, длительность которого определяется отношением длины следа к его ширине, а также скоростью вращения диска. Положение максимума электрического сигнала однозначно связано с ориентацией прямоугольника (I9), а следовательно, и с ориентацией прямого следа (I8).

Если вращение узкой щели в плоскости пространственных частот нежелательно, то используют набор согласованных фильтров, описанных в предыдущем разделе. Если  $\Delta\theta$  — требуемое разрешение набора фильтров, то число согласованных фильтров, которое необходимо для получения требуемого разрешения по углу, равно  $180^\circ/\Delta\theta$ .

Функцию многоканального согласованного фильтра, предназначенного для анализа углового распределения следов частиц на плоской фотографии, может нести фазовая кольцевая дифракционная решетка (аксикон), выполненная в виде киноформы /I5/. Киноформа такой структуры концентрирует световой поток в тонкое кольцо, если его осветить однородным пучком света от точечного источника. Если свет, падающий на киноформу, в плоскости киноформа имеет вид узкой прямой линии вида (I9), то в плоскости отфильтрованного изображения образуется два пятна, положение которых однозначно связано с ориентацией следа при помощи уравнений (I8) и (I9).

Число фотоприемников в устройствах /I6, I7/ уменьшено без снижения разрешения по углу. В них используются декадные системы съема и записи данных. Схема декадно-голографического фильтра при параллельном расположении декад дана в /I8/. Число фотоприемников в этом фильтре в  $\alpha$  раз меньше, чем в традиционной многоканаль-



ной системе /13/, где

$$\alpha e = \frac{N}{\log_{10} N} \quad (20)$$

Например, при  $N = 1000$  коэффициент выигрыша равен  $\alpha e \approx 33$ .

#### 4. Принцип Бабине в оптике

В фурье-микроскопе для ядерной фотоэмульсии используется принцип Бабине /19/. Сущность его состоит в том, что два транспаранта или две маски, взаимно дополняющие друг друга по величине оптической плотности, создают одну и ту же картину дифракции далекого поля. Простейшим примером масок, дополняющих друг друга, могут служить непрозрачный диск и непрозрачный экран с круглым вырезом того же диаметра, что и диск. Сложенные вместе две дополняющие друг друга маски закрывают полностью весь пучок света, а сумма их картин пропускания непосредственно за масками эквивалентна полностью открытой апертуре.

Принцип Бабине формулируется следующим образом: распределение интенсивности света в картине дифракции далекого поля на каждой из дополняющих друг друга двух масок имеет одну и ту же форму, за исключением малой области, в которую попадает прямой пучок света в отсутствие какой-либо из масок.

Действительно, пусть  $F_1(\omega)$  и  $F_2(\omega)$  — распределения амплитуды волны света в плоскости пространственных частот, когда в пучок света помещены исходная  $f_1(x)$  и дополняющая ее  $f_2(x)$  маски, соответственно. Если в пучке света нет масок, то по определению взаимно дополняющих масок

$$f_1(x) + f_2(x) = 1(x), \quad (21)$$

где  $1(x)$  — функция от  $x$ , тождественно равная единице. Так как

$$\hat{\mathcal{F}}[1(x)] = \delta(\omega), \quad (22)$$

то

$$F_1(\omega) + F_2(\omega) = \delta(\omega). \quad (23)$$

Видно, что во всех точках, кроме  $\omega = 0$ ,

$$F_1(\omega) = -F_2(\omega). \quad (24)$$

Переходя от амплитуд к интенсивности света, находим

$$I_1(\omega) = |F_1(\omega)|^2 = |-F_2(\omega)|^2 = I_2(\omega), \quad (25)$$

или

$$I_1(\omega) = I_2(\omega).$$

Используя принцип Бабине, можно произвести обращение фотонегатива на стадии его просвечивания когерентным пучком света.

## 5. Рассеяние света на проявленных зернах серебра

Чтобы сформулировать требования, предъявляемые к фурье-микроскопу для ядерной фотоэмульсии, найдем угловое распределение света, рассеянного отдельными зернами серебра, а также на цепочке зерен прямолинейного следа заряженной частицы. Если проявленное зерно серебра рассматривать как проводящий шар радиуса  $R$  /20/ и использовать модель полного поглощения света зерном серебра, то угловое распределение света можно аппроксимировать функцией

$$I(\theta) = \left| \frac{2J_1(x \sin \theta)}{x \sin \theta} \right|^2, \quad (26)$$

где  $x = 2\pi R/\lambda_n$ ,  $\lambda_n$  — длина волны света в среде с показателем преломления  $n$ , а  $J_1$  — функция Бесселя первого рода. Именно такое угловое распределение интенсивности света создает круглое отверстие радиуса  $R$  в непрозрачном экране или, в соответствии с теоремой Бабиня, круглый поглощающий диск тех же размеров. Первый минимум функции  $I(\theta)$  в (26) расположен под углом  $\theta_{\text{мин.}}$ , удовлетворяющим условию

$$\sin \theta_{\text{мин.}} = 3,83 \frac{\lambda_n}{2\pi R}. \quad (27)$$

Если слой ядерной фотоэмульсии просвечивается светом от гелий-неонового лазера с длиной волны  $\lambda = 0,63$  мкм, а показатель ядерной фотоэмульсии равен  $n = 1,50$ , то  $\lambda_n \approx 0,42$  мкм. Для проявленных зерен серебра  $R \approx 0,4$  мкм, а  $\sin \theta_{\text{мин.}} \approx 1$ . Минимум функции углового распределения света расположен под углом  $\approx 90^\circ$ . Если же  $R < 0,4$  мкм, то минимум функции  $I(\theta)$  исчезает, и картина рассеяния света становится почти изотропной. Перенесение формулы (26) на область  $R < \lambda_n$  не является корректным, так как в этой области следует учитывать другие механизмы рассеяния света малыми частицами /20/. Поэтому формула (26) может быть использована только для качественных оценок.

Широкий диапазон углов, в котором распределен свет, рассеянный на проявленных зернах серебра, создает большие трудности в проектировании и изготовлении Фурье-микроскопа для ядерной фотоэмульсии. Чтобы сохранить на высоком уровне отношение сигнала к шуму, необходимо направить в приемник света возможно большую

часть света, испытавшего рассеяния на проявленных зернах серебра, размеры которых соизмеримы с длиной волны света. Подобных трудностей не возникает, если ширина следа частицы в ядерной фотоэмульсии была бы значительно больше длины волны света.

## 6. Фурье-микроскоп

Принципиальная схема фурье-микроскопа для ядерной фотоэмульсии дана на Рис.4 /22/. При помощи фурье-микроскопа можно вести просмотр ядерной фотоэмульсии по всей толщине без наводки на фокус по глубине как в традиционном микроскопе (см. Рис.2). Источником света является лазер 1. Фурье-объектив 2 расположен ниже слоя фотоэмульсии 3. Сходящийся пучок света фокусируется в пятно дифракционных размеров в плоскости пространственных частот 4. В этой же плоскости формируется картина дифракции далекого поля прямого следа. Маска М в плоскости 4 перекрывает прямой пучок света. Изображающая линза 5 формирует в плоскости 6 очищенный от прямого пучка света фурье-образ следа. Это изображение находится всегда в плоскости 6 независимо от того, на какой глубине и с каким погружением идет след частицы. Только в случае, когда след идет вдоль луча света, просвечивающего слой ядерной фотоэмульсии, возникают трудности при обнаружении и обмере такого следа.

Отличие фурье-микроскопа для ядерной фотоэмульсии от биологического микроскопа, используемого в настоящее время для просмотра ядерной фотоэмульсии, заключается не столько в тех изменениях, которые претерпела система освещения микроскопа, сколько в изменении предмета наблюдения. В биологическом микроскопе предметом наблюдения в проходящем свете является тонкий слой фотоэмульсии толщиной  $\Delta z$  с находящимися в этом слое проявленными зернами

серебра. В противоположность этому предметом наблюдения в фурье-микроскопе является картина дифракции далекого поля, которая формируется в одной и той же плоскости пространственных частот, независимо от того, на какой глубине находится интересующий нас след частицы. Благодаря этому полностью отпадает необходимость в трудоемкой операции сканирования по глубине всего слоя ядерной фотоэмульсии, а также возникает возможность существенного повышения скорости просмотра ядерной фотоэмульсии. В качестве компенсирующего фактора в виде платы за это преимущество выдвигается жесткое требование на плотность следов частиц в объеме фотоэмульсии. Их число должно быть таким, чтобы в поле зрения фурье-микроскопа по всей глубине слоя находилось в среднем один-два или три следа частицы, подлежащие анализу. Этим требованиям удовлетворяют слабо загруженные слои ядерной фотоэмульсии, которые типичны для экспериментов в пучках нейтрино от ускорителя и в опытах по поиску "очарованных" частиц.

Если слой ядерной фотоэмульсии является слабозагруженным, то процесс просмотра ядерной фотоэмульсии в фурье-микроскопе можно вести, не прерывая остановками процесс перемещения слоя ядерной фотоэмульсии относительно освещающего пучка света. Безостановочное перемещение слоя ядерной фотоэмульсии в фурье-микроскопе возможно потому, что предметом наблюдения в фурье-микроскопе является фурье-образ следа, который остается неподвижным в плоскости пространственных частот в течение всего времени, пока след находится в пучке света.

Структура и расположение фурье-образа следа в плоскости пространственных частот такова, что ее можно считывать при помощи многоканального массива фотоприемников, а требуемая для этого логика обработки электрических сигналов и электронное оборудова-

ние оказываются сравнительно простыми.

### 7. Система съема данных в Фурье-микроскопе

На Рис.5 дана схема одного из возможных вариантов автоматизированной системы просмотра ядерной фотоэмульсии на основе Фурье-микроскопа. Коллимированный пучок света 1 преобразуется при помощи линзы преобразования Фурье 2 в сходящийся пучок, который просвечивает слой ядерной фотоэмульсии 4 на стеклянной пластинке 3. Прямой пучок света поглощается экраном 6. Свет, рассеянный на проявленных зернах серебра, которые образуют прямолинейный след частицы, падает на сферическую голограмму согласованных фильтров 7. Эта голограмма выполняет ту же функцию, что и киноформ-аксикон /15/, но захватывает существенно больший диапазон углов дифракции света. Коническое зеркало 8 преобразует кольцо, на котором фокусируется свет после сферической голограммы, в кольцо меньшего диаметра. След 5, который расположен перпендикулярно плоскости чертежа, преобразуется Фурье-микроскопом в два пятна 9 и 9', лежащие на кольце в плоскости чертежа. В общем случае два пятна 9 и 9' лежат на линии, образующей угол  $\varphi$  с плоскостью чертежа. Значение угла  $\varphi$  фиксируется при помощи линейного массива фотоприемников в виде светочувствительного регистра с переносом заряда /21/. Каждый регистр может содержать, например, 128 элементов - ячеек. Используя всего три таких регистра, можно захватить все возможные углы  $\varphi$ . Между плоскостью 9-9' и плоскостью, где расположены три регистра с переносом заряда, расположены не показанные на Рис.5 световоды, переносящие изображение кольца в плоскости 9-9' в изображение шестиугольника. Здесь также использовано то, что Фурье-образ прямого следа имеет две ветви, расположенные сим-

метрично по обе стороны от оптической оси устройства, и поэтому ориентацию следа можно установить по любой из них.

Диаметр поперечного сечения лазера в области фотоэмульсии равен 0,4 мм, а фокусное расстояние линзы преобразования Фурье равно 300 мм для случая коллимированного пучка света от лазера.

На Рис.6 приведен один из вариантов временной диаграммы работы регистров с переносом заряда. Предполагается, что среднее время пребывания следа частицы в области пучка света равно  $2 \cdot 10^{-3}$  с, что соответствует линейной скорости перемещения ядерной фотоэмульсии, равной 20 см/с. Продолжительность такта считывания равна  $4 \cdot 10^{-4}$  с, а число тактов считывания выбрано равным 5. Это сделано для того, чтобы по величине сигнала на регистрах с переносом заряда установить координату центра следа с точностью, составляющую долю от диаметра поперечного сечения пучка света, например,  $\pm 0,05$  мм. При тактовой частоте работы регистров с переносом заряда 5 МГц время считывания всех 128 ячеек составит  $2,5 \cdot 10^{-5}$  с. Длительность такта остановки, предназначенного для записи данных, выбрана равной  $1 \cdot 10^{-2}$  с, а среднее число остановок равно 3. Продолжительность такта сбора и других вспомогательных операций принята равной  $4,5 \cdot 10^{-5}$  с.

Основные характеристики автоматизированной системы просмотра ядерной фотоэмульсии имеют следующие значения:

- 1) ширина полосы просмотра — 0,4 мм;
- 2) скорость просмотра ядерной фотоэмульсии по площади —  $0,8 \text{ см}^2/\text{с}$ ;
- 3) полная производительность (без учета времени, идущего на вспомогательные операции, равна 50 фотопластинкам размером  $10 \times 20 \text{ см}^2$  за рабочую смену;



4) теоретическая оценка выигрыша Фурье-микроскопа по сравнению с ручным просмотром в обычном микроскопе составляет около  $2 \cdot 10^4 : 1$ .

А. Корень

## Литература

1. С.Пауэлл, П.Фаулер, Д.Перкинс. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. ИИЛ, М., 1962, с.49-50.
2. А.Л.Каргужанский, УФН, 1954, т.52, вып.3, с.3.
3. **C. Jacquot. These. (Strasbourg, 1971), No 664.**
4. Э.И.Кац. ОИЯИ. Материалы фотоэмульсионного комитета, т.П, Дубна 1957, с.49.
5. К.Престон. Когерентные оптические вычислительные машины, "Мир", М., 1974.
6. Дж.Гудмен. Введение в Фурье-оптику. "Мир", М., 1970.
7. А.Марешаль, М.Франсон. Структура оптического изображения. Дифракционная теория и влияние когерентности света. "Мир", М., 1964.
8. Л.М.Сороко. Применение голографии в физике высоких энергий. ФЭЧАЯ, 1972, т.3, вып.3, с.701.
9. **A. Vander Lugt. Signal detection by complex spatial filtering. IEEE Trans. v.IT-10, No 2, pp.139-145, 1964.**
10. Л.М.Сороко. Основы голографии и когерентной оптики. М."Наука", 1971, с.507.
11. **D. G. Faleoner. Optical processing of bubble chamber photographs. Appl. Optics, 1966, v.5, No 9, pp.1365-1369.**
12. Л.М.Сороко. Устройство для автоматической обработки трековых снимков. А.с. № 211682, 1968, Бюл. № 8, с. 66.
13. Л.М.Сороко. Устройство для автоматического измерения угловых распределений следов частиц в трековых камерах. А.с. № 200023, 1967, Бюлл. № 16, с. 58.

14. Л.М.Сороко. Применение голографии в физике высоких энергий. ФЭЧАЯ, 1972, т.3, вып.3, с.721.
15. В.М.Ведерников и др. Киноформы. Прецизионный фотопостроитель для синтеза оптических элементов. Ин-т автом. и электрометрии СО АН СССР, Препринт № 93, 1980, Новосибирск.
16. Л.М.Сороко. Устройство для автоматического измерения угловых распределений отрезков прямых линий в плоскости. А.с. № 300849, 1971, Бюлл. № 13, с. 196.
17. Л.М.Сороко. Устройство для автоматического измерения угловых распределений отрезков прямых линий в плоскости. А.с. № 300850, 1971, Бюлл. № 13, с. 197.
18. Л.М.Сороко. Применение голографии в физике высоких энергий. ФЭЧАЯ, 1972, т.3, вып.3, с.722.
19. М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики. "Наука", М., 1970.
20. Г. ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. ИИЛ, М., 1961.
21. Л.М.Сороко. Приборы с переносом заряда и их применение в физике. ФЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, с.1038-1074.
22. Л.М.Сороко. Способ просмотра ядерной фотоэмульсии. А.с. № 708807, с приоритетом 03.04.78, 1981, Бюлл. № 11, с.265.

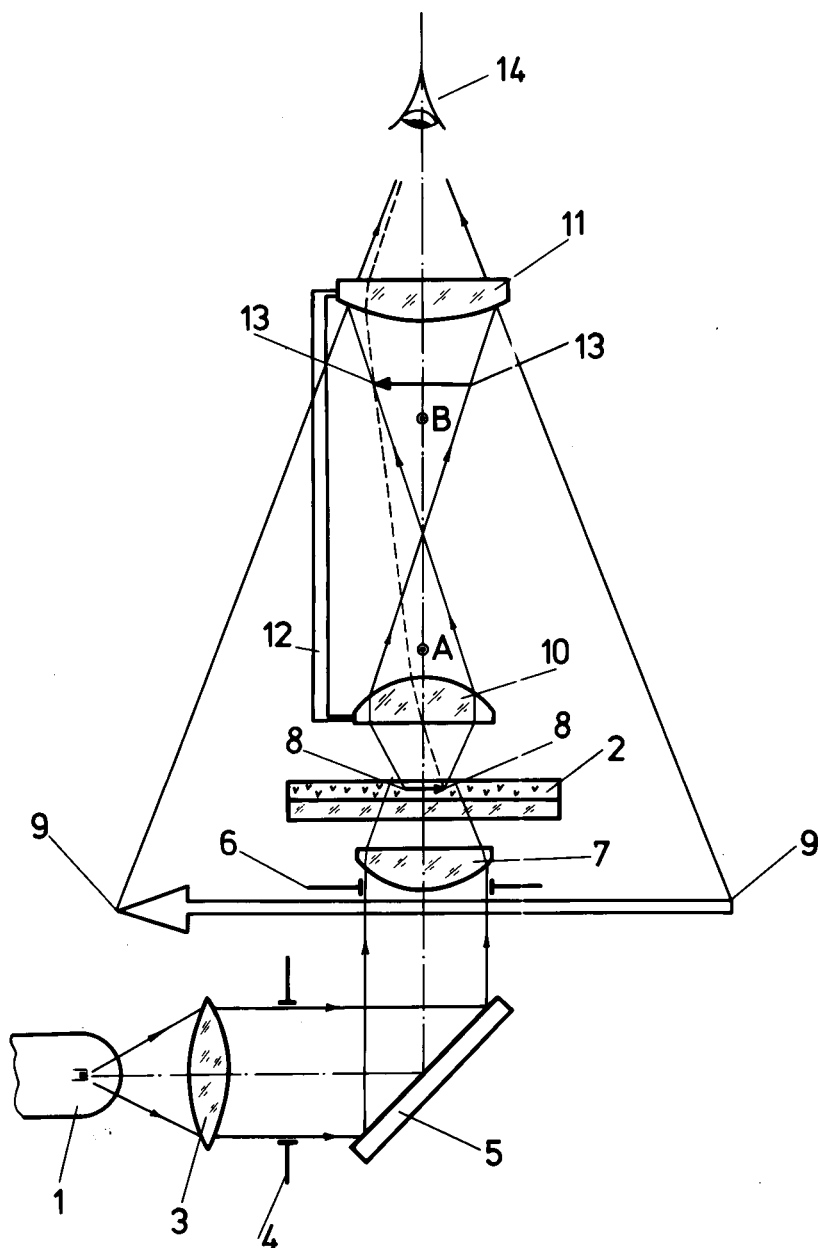


Рис. I Схема оптического микроскопа, используемого при исследовании элементарных частиц фотоэмульсионным методом: 1 - лампа накаливания, 2 - слой ядерной фотоэмульсии, 3 - линза-коллиматор, 4 - полевая диафрагма, 5 - зеркало, 6 - апертурная диафрагма, 7 - конденсор, 8 - след частицы, 9 - мнимое изображение следа частицы, 10 - объектив, 11 - окуляр, 12 - тубус микроскопа, 13 - действительное изображение следа частицы, 14 - глаз наблюдателя, А - точка заднего фокуса объектива, В - точка переднего фокуса окуляра.

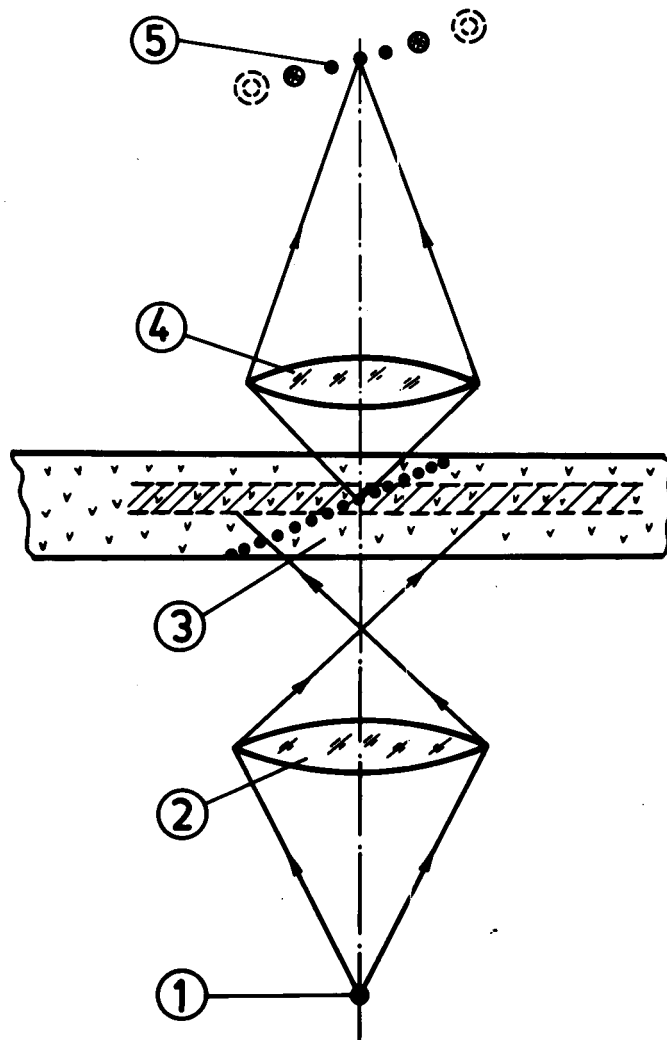


Рис.2 Упрощенная схема наблюдения следа частицы в ядерной фотоэмульсии при помощи оптического микроскопа:  
 1 - источник света, 2 - конденсор света, 3 - слой ядерной фотоэмульсии, 4 - объектив, 5 - действительное изображение зерен серебра, лежащих в заитрихованном слое фотоэмульсии.

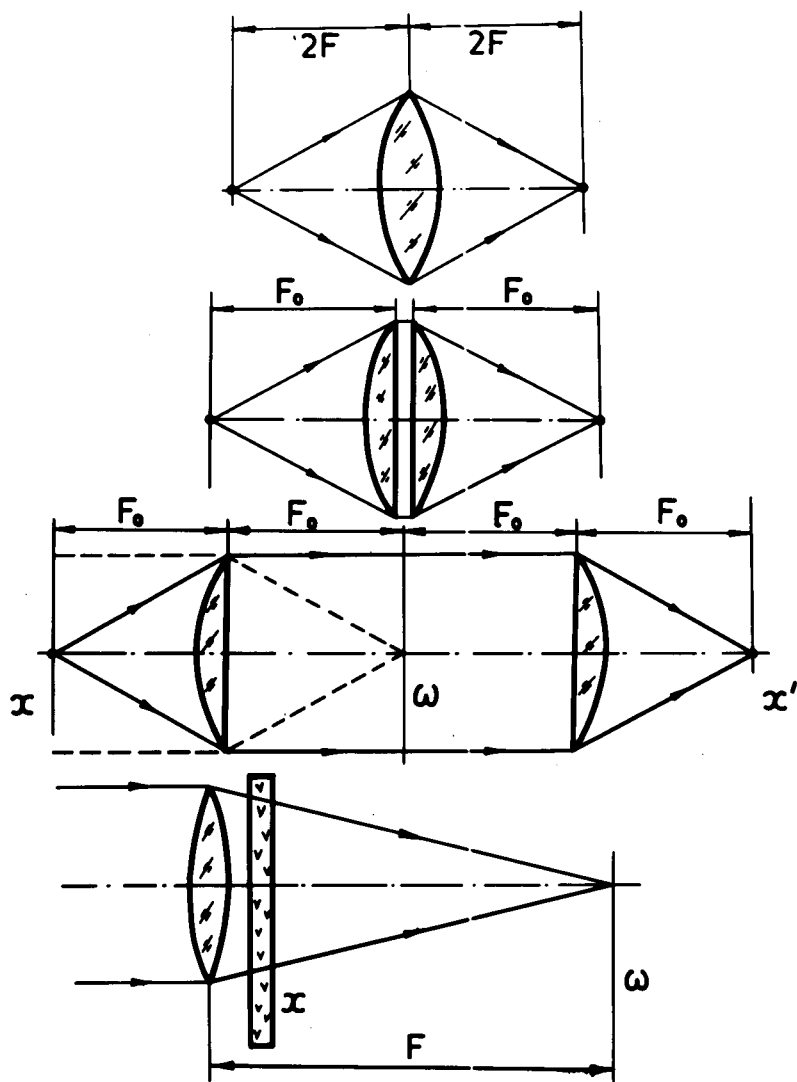


Рис.3 Последовательные фазы превращения простейшей изображающей системы в оптический фильтр пространственных частот при когерентном освещении.

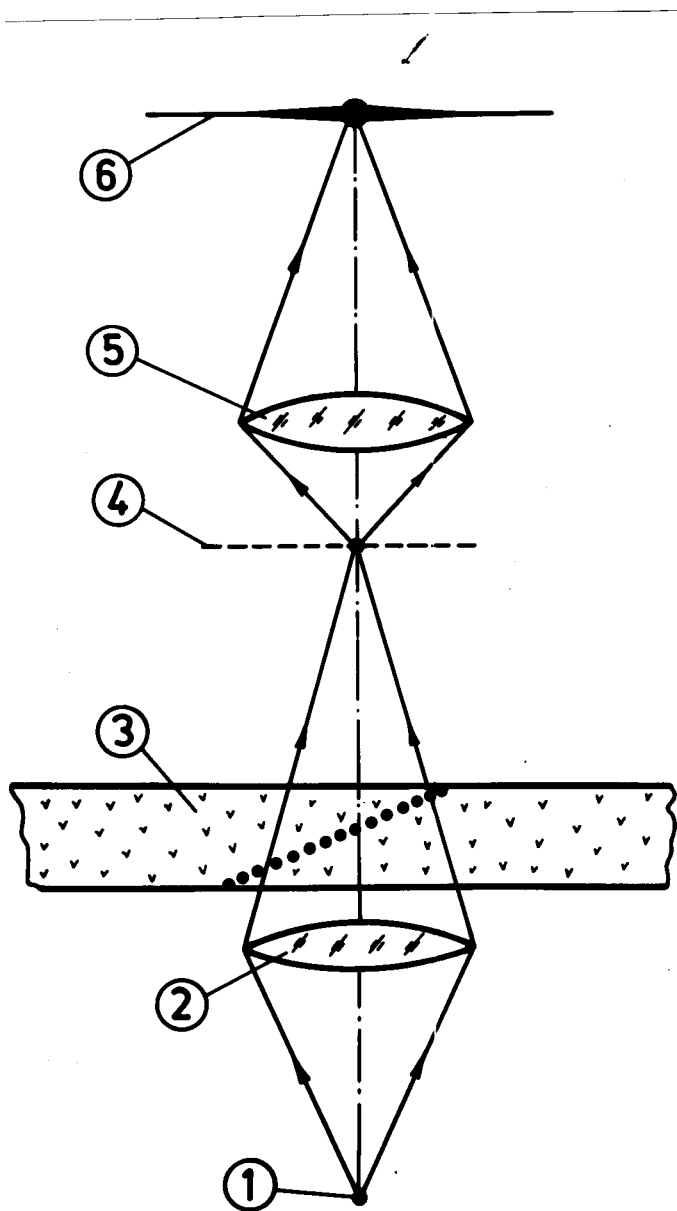


Рис.4 Схема Фурье-микроскопа для ядерной фотозмульсии:  
 Г – источник когерентного света (лазер); 2 – линза преобразования Фурье; 3 – слой ядерной фотозмульсии, 4 – плоскость пространственных частот, М – маска, перекрывающая прямой пучок света; 5 – изображающая линза; 6 – очищенный от прямого пучка света Фурье-образ следа частицы в слое ядерной фотозмульсии.



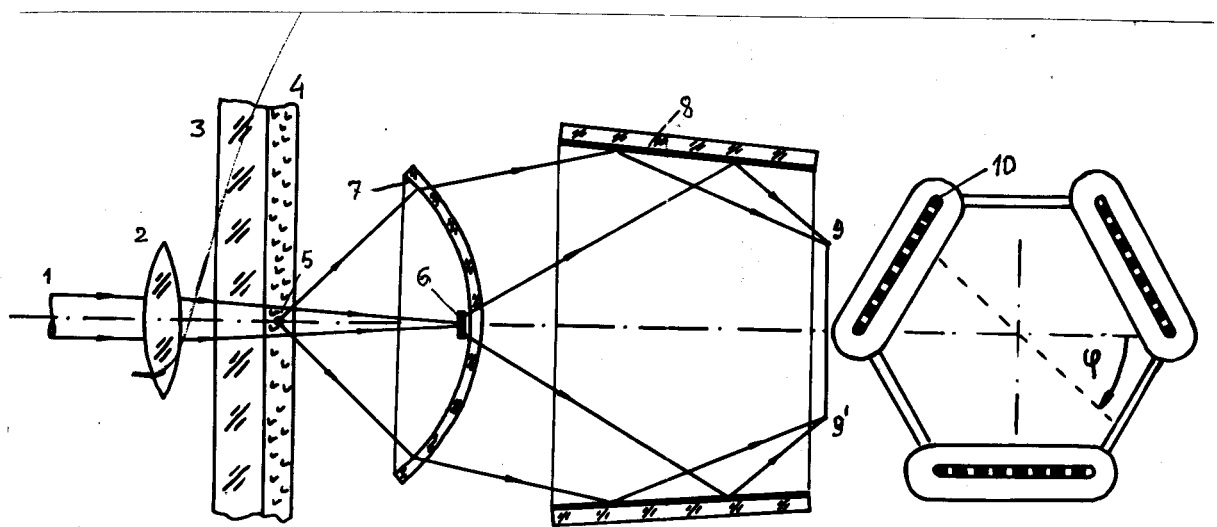


Рис. 5 Принципиальная схема автоматизированной системы просмотра ядерной фотозмульсии на основе Фурье-микроскопа:  
 1 - коллимированный пучок света от лазера, 2 - линза преобразования Фурье, 3 - стеклянная пластинка, 4 - слой ядерной фотозмульсии, 5 - прямолинейный след, идущий перпендикулярно плоскости чертежа, 6 - поглощающий экран, 7 - сферическая голограмма согласованных фильтров, 8 - коническое зеркало, 9 и 9' - два пятна от прямого следа частицы 5, 10 - фотоприемники в виде светочувствительного регистра с переносом заряда.

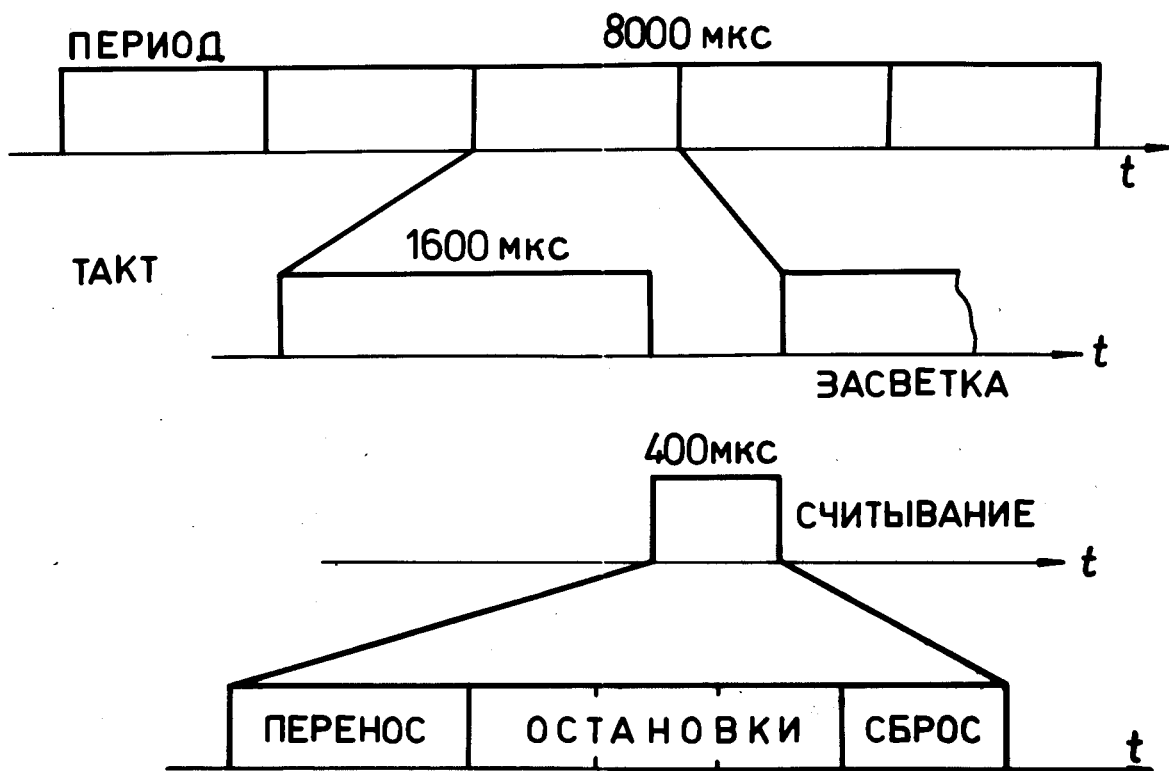


Рис.6 Вариант временной диаграммы работы регистров с переносом заряда. См. объяснения в тексте.