

645/83

Сороко Л.М.
Б1-10-82-809



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

$\frac{C\ 344\ 1e + C\ 845}{C-655}$

Б1-10-82-809

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1982

Объединенный институт ядерных исследований

Лаборатория ядерных проблем

Л. М. Сороко

Б1-10-82-809

ФУРЬЕ-МИКРОСКОП ДЛЯ ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИИ

IV. Иммерсионная система

30 11 82 г.
Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

г. Дубна

1982

АННОТАЦИЯ

Описаны устройство и принцип действия иммерсионной системы Фурье-микроскопа для ядерной фотоэмульсии. На основе дифференциальных уравнений поверхности иммерсионных конденсоров получены профили тел вращения иммерсионных конденсоров как со сферической, так и с поверхностью более сложной формы. Описан иммерсионный конденсор Фурье-микроскопа для одновременного просмотра стопки из нескольких слоев ядерной фотоэмульсии. Отмечена возможность фиксации Z -координаты с помощью иммерсионного конденсора, имеющего две оси симметрии.

Введение. В работах [1, 2, 3] описаны устройство и принцип действия фурье-микроскопа для ядерной фотоэмульсии, а в [4] изложена конструкция системы ~~целевого~~ сканирования. Основным элементом последнего является зеркальный конденсор, при помощи которого свет, дифрагированный на прямых следах в ядерной фотоэмульсии, фокусируется в пятно малых размеров. Положение этого пятна на окружности определяется углом ориентации проекции следа частицы на плоскость, перпендикулярную оптической оси фурье-микроскопа. Однако зеркальный конденсор, захватывая дифрагированный свет в широком диапазоне углов, не может захватывать весь свет, дифрагированный на следе релятивистской частицы, ширина которого равна всего 0,5 мкм. В этих условиях лучи света испытывают на поверхности раздела фотоэмульсии и воздуха полное внутреннее отражение и тем самым не могут достигнуть зеркального конденсора даже при очень больших размерах последнего.

Чтобы повысить эффективность светосбора в фурье-микроскопе необходимо использовать иммерсионную систему. Для этого достаточно поместить слой ядерной фотоэмульсии в иммерсионную жидкость, а стенку иммерсионной ванны выполнить в виде тонкой полусферической поверхности, центр которой расположен в точке пересечения оптической оси фурье-микроскопа с медианной плоскостью слоя ядерной фотоэмульсии. Чтобы снизить до предела оптические эффекты, связанные со сферическими aberrациями такой сферы, ее радиус R выбирают из условия

$$R \gg d,$$

/1%

где d - диаметр поперечного сечения пучка света в месте расположения ядерной фотоэмульсии /рис. 1/. при такой форме выходной стенки иммерсионной ванны лучи света, идущие под большими углами θ , не испытывают полного внутреннего отражения на границе раздела сред и беспрепятственно выходят из иммерсионной ванны в воздух вплоть до $\theta \approx 70^\circ$. Остальные элементы фурье-микроскопа, показанные на рис. 1, выполняют следующие функции: зеркальный конденсор 5 преобразует

свет, дифрагированный на прямом следе, в пятно, положение которого на окружности фиксируется системой фотоприемников; 6 - система механического перемещения слоя ядерной фотоэмульсии, 7 - датчики положения слоя, а 8 - блок записи данных.

Иммерсионная ванна фурье-микроскопа не является элементом изображающей системы и несет функции, которые не совпадают с функциями фронтальных линз классического оптического микроскопа [5]. В процессе наводки изображения на фокус в обычном микроскопе первую линзу микроскопа перемещают, в результате чего толщина слоя иммерсионной жидкости между объектом и первой линзой микроскопа постоянно изменяется. В противоположность этому иммерсионная ванна фурье-микроскопа жестко связана со всеми остальными оптическими элементами фурье-микроскопа, а толщина иммерсионной жидкости между слоем ядерной фотоэмульсии и стенками иммерсионной ванны остается в процессе работы постоянной.

Дифференциальное уравнение поверхности иммерсионного конденсора фурье-микроскопа для ядерной фотоэмульсии. Принципиальное отличие фурье-микроскопа для ядерной фотоэмульсии от традиционного оптического микроскопа и автоматизированных систем сканирования ядерной фотоэмульсии, не получивших распространения, заключается в том, что с целью существенного сокращения объема информации, поступающего из традиционного микроскопа, фурье-микроскоп производит преобразование проявленных зерен фотоэмульсии в объеме ядерной фотоэмульсии, просвечиваемого пучком света от лазера, в пятно малых размеров. Яркость этого пятна повышается относительно фонового уровня, обусловленного разрозненными зернами серебра, если внутри освещаемого объема ядерной фотоэмульсии находится прямой след. При этом положение яркого пятна на окружности определяется углом ориентации проекции следа на плоскость, перпендикулярную оптической оси фурье-

микроскопа. Таким образом процесс сортировки информации в фурье-микроскопе происходит на стадии наблюдения, а не после записи данных о координатах элементов следа, как это делают в обычном микроскопе. Благодаря тому, что считывание данных производят в плоскости пространственных частот, слой ядерной фотоэмульсии в фурье-микроскопе перемещают безостановочно.

Так как след дифрагированный на прямом следе в ядерной фотоэмульсии, выходит из объема достаточно малых размеров, а размеры иммерсионной ванны не ограничены какими-нибудь дополнительными условиями форма поверхности наружной стенки иммерсионной ванны фурье-микроскопа удовлетворяет простому дифференциальному уравнению, которое будет получено ниже.

На рис. 2 дан разрез иммерсионного конденсора фурье-микроскопа. В точке O находится точечный объем ядерной фотоэмульсии, освещенный пучком света от лазера. Все пространство между слоем ядерной фотоэмульсии и наружной стенкой заполнено иммерсионной жидкостью, показатель преломления которой совпадает с показателем преломления стенки иммерсионной ванны. Прямой след, на котором дифрагирует пучок света от лазера, идущий вдоль оси X , ориентирован перпендикулярно плоскости чертежа. Поверхность наружной стенки иммерсионного конденсора фурье-микроскопа представляет собой фигуру вращения, образуемая которой S в плоскости xOy задается уравнением

$$F(x, y) = 0,$$

/2/

Мнимое изображение источника дифрагированного света, находящегося в точке $O(0,0)$, формируется в точке D с координатами $(-f, 0)$.

Единственное требование, которое накладывается на функцию $F(x, y)$, состоит в том, чтобы мнимое изображение источника дифрагированного света располагалось в одной и той же точке D при

любых углах дифракции θ от $\theta=0$ до $\theta=\pi/2$.

Пусть M - точка фигуры вращения S с координатами x_0, y_0 .
Если $N'N$ - нормаль к поверхности $F(x, y) = 0$ в точке M ,
 \dot{i} - угол падения, а $\dot{\tau}$ - угол преломления света на образующей
 S в плоскости рисунка, то

$$\frac{\sin \dot{i}}{\sin \dot{\tau}} = n_0 \quad /3/$$

где n - показатель преломления среды, из которой выходят дифрагированные лучи. Продолженный в обратном направлении луч света в воздухе пересекает ось Ox в точке D . Пусть θ - угол дифракции света в среде, γ - угол дифракции света в воздухе, а R - радиус-вектор кривой S .

Запишем уравнение луча света в воздухе в виде

$$y_1 = Ax_1 + B. \quad /4/$$

Так как $y_1 = 0$ при $x_1 = -f$, то

$$y_1 = A(x_1 + f), \quad /5/$$

а $y_0 = R \sin \theta$, $x_0 = R \cos \theta$, то

$$A = \frac{y_0}{x_0 + f}. \quad /6/$$

Тогда уравнение луча света в воздухе приобретает вид

$$y_1 = \frac{R \sin \theta}{R \cos \theta + f} (x_1 + f). \quad /7/$$

Теперь получим уравнение нормали к поверхности раздела среды и воздуха в виде:

$$y_n = \alpha x_n + \beta.$$

/8/

Так как $y_n = 0$ при $x_n = X_0$, а $y_n = Y_0$ при $x_n = 0$, то

$$y_n = -\frac{Y_0}{X_0} x_n + Y_0.$$

/9/

Здесь X_0 и Y_0 - отрезки, отсекаемые нормалью к поверхности раздела среды и воздуха на осях Ox и Oy , соответственно /рис. 2/.

из Δ -ков $Y_0 O X_0$ и DMP имеем:

$$\operatorname{tg} \xi = -\frac{Y_0}{X_0},$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{y_0}{x_0 + f},$$

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{y_0}{x_0}.$$

/10/

Угол падения i и угол преломления r связаны с углами ξ , γ и θ соотношениями:

$$r = \xi - \theta,$$

$$i = \xi - \gamma.$$

/11/

Поэтому /3/ можно записать в виде

$$\frac{\sin(\xi - \gamma)}{\sin(\xi - \theta)} = n.$$

/12/

Задача состоит в том, чтобы задав величины R , θ и f , найти значения параметров нормали ξ и Y_0 к кривой S в точке $M(x_0, y_0)$. из Δ -ка DMP имеем:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{R \sin \theta}{R \cos \theta + f}.$$

/13/

Далее, преобразуя /12/, получаем

$$\frac{\sin \xi \cdot \cos \gamma - \cos \xi \cdot \sin \gamma}{\sin \xi \cdot \cos \theta - \cos \xi \cdot \sin \theta} = n,$$

$$\frac{\operatorname{tg} \xi \cdot \cos \gamma - \sin \gamma}{\operatorname{tg} \xi \cdot \cos \theta - \sin \theta} = n,$$

ИЛИ

$$\operatorname{tg} \xi = \frac{\sin \gamma - n \sin \theta}{\cos \gamma - n \cos \theta}.$$

/14/

Выразив $\operatorname{tg} \gamma$ через $\sin \gamma$, получим

$$\frac{\sin^2 \gamma}{1 - \sin^2 \gamma} = \frac{R^2 \sin^2 \theta}{(R \cos \theta + f)^2},$$

/15/

и далее окончательно

$$\operatorname{tg} \xi = \frac{\sin \theta [R - n \sqrt{R^2 + f^2 + 2Rf \cos \theta}]}{(R \cos \theta + f) - n \cos \theta \sqrt{R^2 + f^2 + 2Rf \cos \theta}}.$$

/16/

из /16/ видно, что, если $\theta = \pi/2$, то

$$\operatorname{tg} \xi (\theta = \pi/2) = \frac{R}{f} - n \sqrt{1 + \left(\frac{R}{f}\right)^2}.$$

/17/

Если $f = 0$, то

$$\operatorname{tg} \xi (f=0) = \sin \theta \cdot \frac{R - nR}{R \cos \theta - n \cos \theta \cdot R} = \operatorname{tg} \theta.$$

/18/

Наконец, если $R \ll f$, то

$$\operatorname{tg} \xi (R \ll f) \approx \frac{\sin \theta}{(\cos \theta - 1/n)}. \quad /19/$$

Найдем теперь дифференциальное уравнение образующей S поверхности раздела между средой и воздухом /рис. 3/. Проще всего это сделать в полярной системе координат (R, θ) . Если положительное приращение $d\theta$ соответствует вращению против часовой стрелки, а приращение по касательной к образующей S обозначить через $d\ell$, то

$$\left. \begin{aligned} \sin(\xi - \theta) d\ell &= dR, \\ \cos(\xi - \theta) d\ell &= R d\theta, \end{aligned} \right\} \quad /20/$$

откуда получим

$$-\frac{dR}{d\theta} = \operatorname{tg}(\xi - \theta). \quad /21/$$

Если через Z обозначить геометрическую длину отрезка луча от точки D до точки M , то легко видеть /рис. 3/, что

$$Z^2 = R^2 + f^2 + 2Rf \cos \theta. \quad /22/$$

Тогда из /16/ получаем

$$\operatorname{tg} \xi = \sin \theta \cdot \frac{(R - nZ)}{(R - nZ) \cos \theta + f}, \quad /23/$$

$$^a \operatorname{tg}(\xi - \theta) = \left[\frac{\sin \theta \cdot (R - nZ)}{(R - nZ) \cos \theta + f} - \operatorname{tg} \theta \right].$$

$$\cdot \left[1 + \operatorname{tg} \theta \cdot \sin \theta \cdot \frac{(R - nZ)}{(R - nZ) \cos \theta + f} \right]^{-1} = \quad /24/$$

$$= - \frac{f \sin \theta}{R - n z + f \cos \theta} \quad /24/$$

Подставив /24/ в /21/, получим дифференциальное уравнение образующей S поверхности раздела среды и воздуха в окончательном виде:

$$\frac{dR}{d\theta} = \frac{R \cdot f \cdot \sin \theta}{n \sqrt{R^2 + f^2 + 2fR \cos \theta} - R - f \cos \theta} \quad /25/$$

Обозначим через ρ радиус кривизны образующей S поверхности раздела среды и воздуха. Тогда

$$\rho d\xi = dx = \frac{R d\theta}{\cos(\xi - \theta)} = \frac{dR}{\sin(\xi - \theta)}, \quad /26/$$

$$\rho = \frac{R d\theta}{\cos(\xi - \theta) d\xi} = \frac{dR}{d\xi} \cdot \frac{1}{\sin(\xi - \theta)},$$

или

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\cos(\xi - \theta)}{R} \frac{d\xi}{d\theta}. \quad /27/$$

Если $f \gg R$ или $f/R \rightarrow \infty$, то /25/ перейдет в уравнение вида

$$-\frac{dR}{d\theta} = \frac{R \sin \theta}{n - \cos \theta}, \quad /28/$$

или

$$\frac{dR}{R} = \frac{d(\cos \theta)}{(n - \cos \theta)}, \quad /29/$$

Это уравнение интегрируется в элементарных функциях. Его решение имеет вид

$$R(\theta) = C_0 (n - \cos \theta)^{-1}, \quad /30/$$

где C_0 - постоянная интегрирования, значение которой определяют абсолютные размеры иммерсионного конденсора, и ее можно положить равной 1: $C_0 = 1$.

Кривая

$$R(\theta) = \frac{1}{(n - \cos \theta)} \quad /31/$$

определяет поверхность раздела среды и воздуха для случая, когда точка D находится на бесконечности, а лучи света, выходящие в воздух, образуют коллимированный пучок. Это важное свойство поверхности /31/ будет использовано в дальнейшем.

Если $f = 0$, то

$$-\frac{dR}{d\theta} = 0, \quad \text{или} \quad R(\theta) = \text{const}, \quad /32/$$

Это значит, что длина радиуса-вектора R не зависит от угла θ , а поверхность раздела является сферой.

Несферические поверхности раздела иммерсионного конденсора Фурье-микроскопа для ядерной фотоэмульсии. Дифференциальное уравнение образующей поверхности раздела среды и воздуха /25/ было решено на ЭВМ при различных значениях параметров n и f при $R=1$: 1/ $f=0$; $n=1,5$; 2/ $f=0,4$; $n=1,5$; 3/ $f=1$; $n=1,5$, при $n=1,5$ для $f=2, 3, 8$ и ∞ , а также при $f=1$ и $n=1,3$.

Наиболее интересные результаты были получены при анализе семейства кривых $\rho(\theta)$ при различных значениях f для $n=1,50$ и $R(90^\circ) = 1$ /рис. 4/. Из рис. 4 видно, что при $f \approx 1$ кривая зависимости радиуса-кривизны образующей S от угла θ близка к прямой, параллельной оси абсцисс. Это значит, что кривая S прак-

тически является окружностью при смещении центра сферы относительно точки O , равном R/n . Подмеченная закономерность иллюстрируется на рис. 5, где приведена разность $(\rho_{\max} - \rho_{\min})$ как функция f . Видно, что при $f \approx 1,025$ эта разность достигает минимального значения. Так как сферу изготовить гораздо проще, чем поверхность сложного профиля, то это эмпирическое соотношение позволяет построить иммерсионный конденсор принципиально новой конструкции [6]. На рис. 6 дана его схема. Выходная стенка иммерсионной ванны имеет форму сферической поверхности, центр которой расположен на оптической оси на расстоянии от медианной плоскости ядерной фотоэмульсии, равном R/n , причем $R \gg d$. При этом показатель преломления однородной по толщине стенки иммерсионной ванны n_0 должен удовлетворять условию $n_0 \leq n$, а толщину стенки t выбрать из условия $t < d$.

Уменьшение угловых размеров пучка света, выходящего из иммерсионного конденсора, сопровождается увеличением размеров мнимого изображения области, из которой выходят дифрагированные лучи. Это следствие теоремы Гельмгольца в геометрической оптике [8]. В случае фурье-микроскопа это приводит к увеличению радиуса поля зрения в n раз. Чтобы сохранить разрешающую способность по углу ориентации следа частицы, радиус окружности, на которой располагаются фотоприемники [4], необходимо увеличить. Тогда на соответствующей окружности можно будет уместить такое число фотоприемников, как и в конструкции, приведенной на рис. 1.

Иммерсионный конденсор фурье-микроскопа и Z -координата следа
Во всех описанных выше конструкциях иммерсионных конденсоров информация о Z -координате следа не фиксируется. Однако это ограничение может быть устранено и, в частности, в фурье-микроскопе можно вести одновременно несколько слоев ядерной фотоэмульсии с фиксацией Z -координаты или номера слоя. Для этого иммерсионный конденсор выпол-

няют в виде фигуры вращения, которая имеет две оси симметрии [7]. Одна ось симметрии совпадает с оптической осью фурье-микроскопа, а другая ось симметрии ориентирована под углом

$$\theta_0 = \arcsin \frac{1}{n}.$$

/33/

к оптической оси. При этом геометрическое место точек наружной стенки иммерсионного конденсора задается при $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ соотношением

$$\frac{R}{R_0} = \frac{1}{n - \cos(\theta - \theta_0)},$$

/34/

где R - расстояние от центра фигуры вращения до точки на наружной стенке в направлении, определяемым углом θ , а $R_0 \gg d$.

Соотношение /33/ является более общим случаем уравнения /30/ и указывает, что лучи света, вышедшие из иммерсионной ванны, образуют коллимированный пучок.

На рис. 7 дан поперечный разрез фурье-микроскопа, иммерсионная ванна которого выполнена согласно условию /34/. Принцип действия такой конструкции фурье-микроскопа пояснен на примере просмотра стопки из трех слоев ядерной фотоэмульсии [7].

Если слои расположить друг от друга на расстоянии, равном трем толщинам каждого слоя, то коллимированные пучки дифрагированного света разделяются в пространстве. Они будут попадать в одну из трех систем фотоприемников, как это показано на рис. 7. Чтобы достигнуть такого разделения, зеркальный конденсор системы целевого сканирования выполняют в виде фигуры вращения, образующая которой является отрезком параболы. Каждому слою стопки ядерной фотоэмульсии соответствует своя система фотоприемников, расположенных concentрически на трёх окружностях различных радиусов. Используя в фурье-микроскопе аналогичную конструкцию иммерсионного конденсора, но с углом

$$\theta'_0 > \theta_0 = \arcsin \frac{1}{n}$$

/35/

относительно оси освещающего пучка от лазера, можно фиксировать Z -координату того участка слоя ядерной фотоэмульсии, в котором находится измеряемый след частицы.

Литература

1. Л.М. Сороко. Публикация ОИЯИ. БИ-13-81-229, Дубна, 1981.
2. В.В. Люков, Л.М. Сороко. Публикация ОИЯИ. БИ-13-81-312, Дубна, 1981.
3. Л.М. Сороко. Авторское свидетельство СССР, № 708807 от 03.04.78, Бюлл. ОИПОТЗ, 1981, № II, с. 265.
4. Л.М. Сороко Авторское свидетельство СССР, № 743424 от 12.12.78, Бюлл. ОИПОТЗ, 1981, № 21, с. 262.
5. В.А. Панов, А.Н. Андреев. Оптика микроскопов. Машиностроение, Ленинград, 1976, с. 75.
6. Л.М. Сороко, Е.Л. Сороко. Авторское свидетельство СССР, № 774403 от 30.05.79, Бюлл. ОИПОТЗ, 1982, № 25, с. 294.
7. Л.М. Сороко, Е.Л. Сороко. Авторское свидетельство СССР, № 782522 от 25.06.79, Бюлл. ОИПОТЗ, 1982, № 25, с. 294.
8. Г.С. Ландсберг. Оптика, Наука, М., 1978, с. 285.



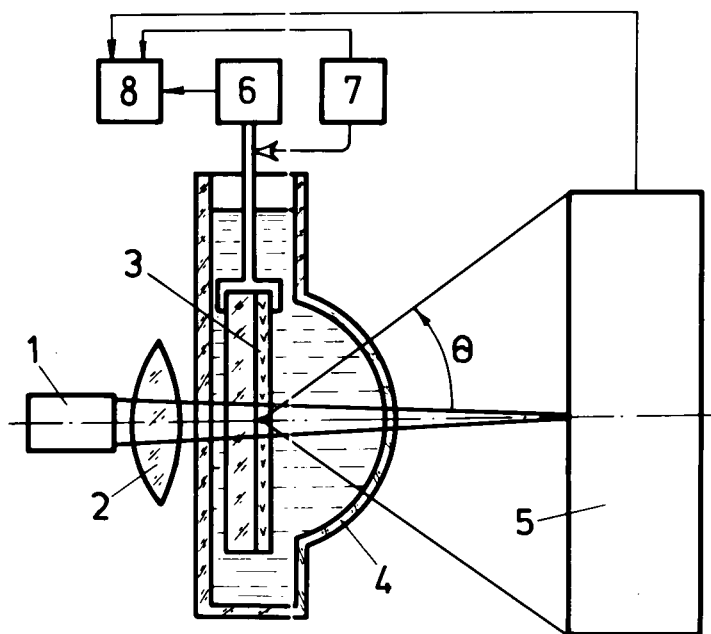


Рис. 1. Схема иммерсионного конденсора фурье-микроскопа со сферической выходной стенкой иммерсионной ванны: 1 - лазер, 2 - линза преобразования Фурье, 3 - слой ядерной фотоэмульсии, 4 - выходная стенка иммерсионной ванны, 5 - система щелевого сканирования фурье-микроскопа, 6 - система перемещения ядерной фотоэмульсии, 7 - датчики положения, 8 - блок записи данных.

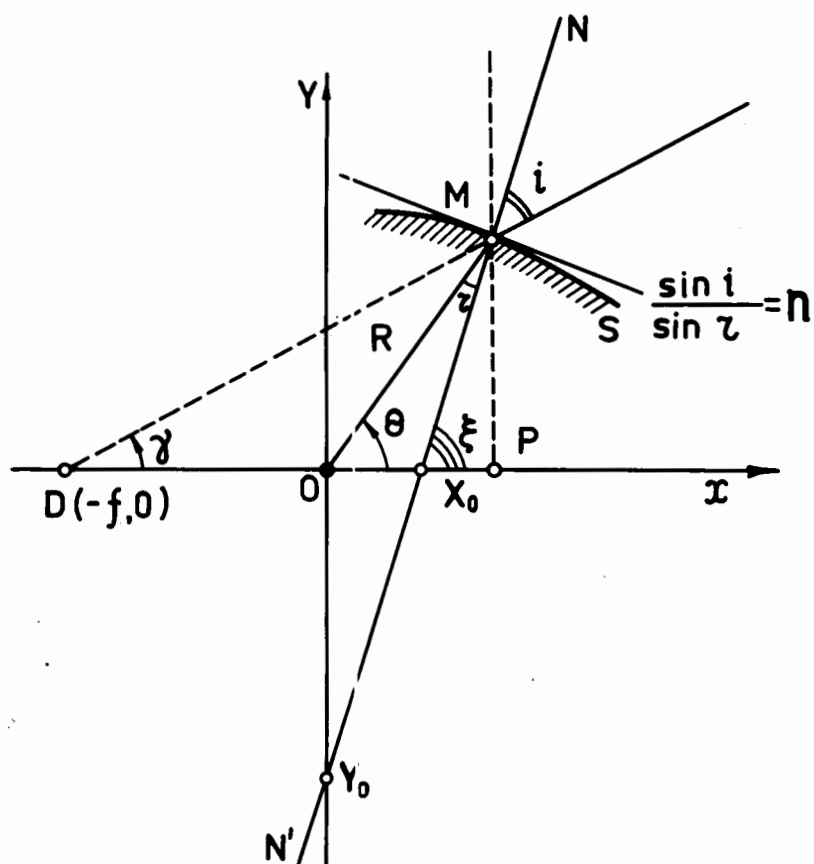


Рис. 2. Обозначения, используемые при выводе формы образующей S наружной поверхности иммерсионной ванны. Мнимое изображение точечного источника дифрагированных лучей находится на оптической оси в точке D .

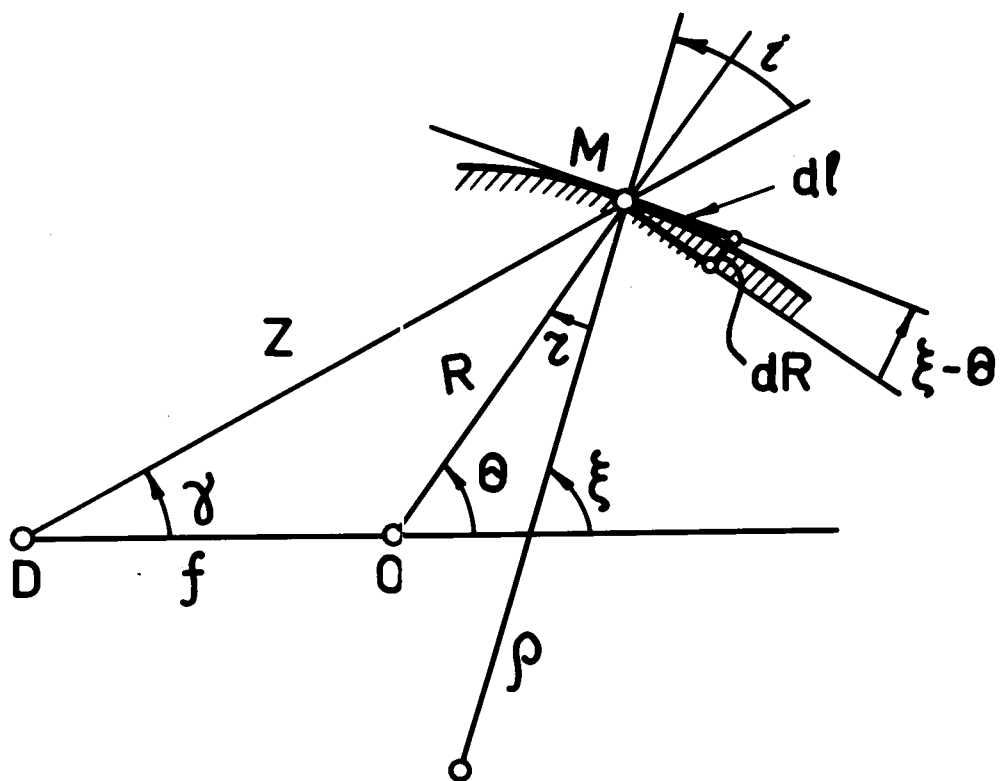


Рис. 3. Обозначения, используемые при выводе дифференциального уравнения образующей S' : ρ - радиус-вектор кривой S в точке M .

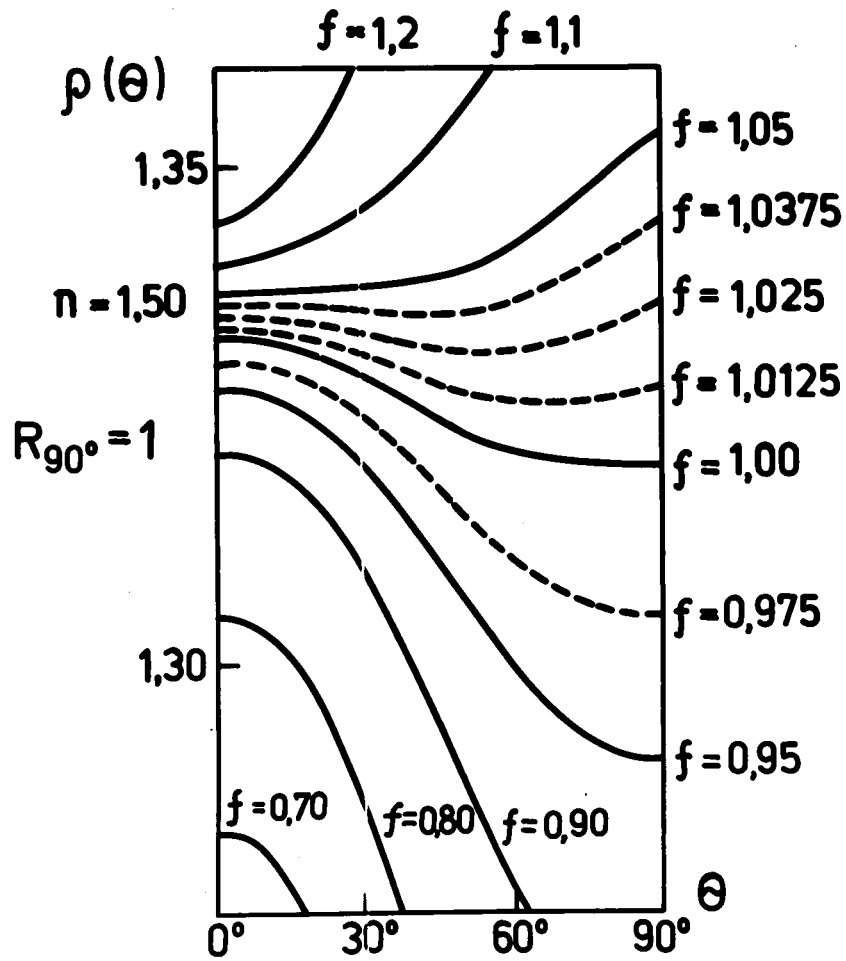


Рис. 4. Семейство кривых $\rho(\theta)$ для $n = 1,5$ при различных положениях точки D мнимого изображения точечного источника дифрагированных лучей при $0,7 < f < 1,2$.

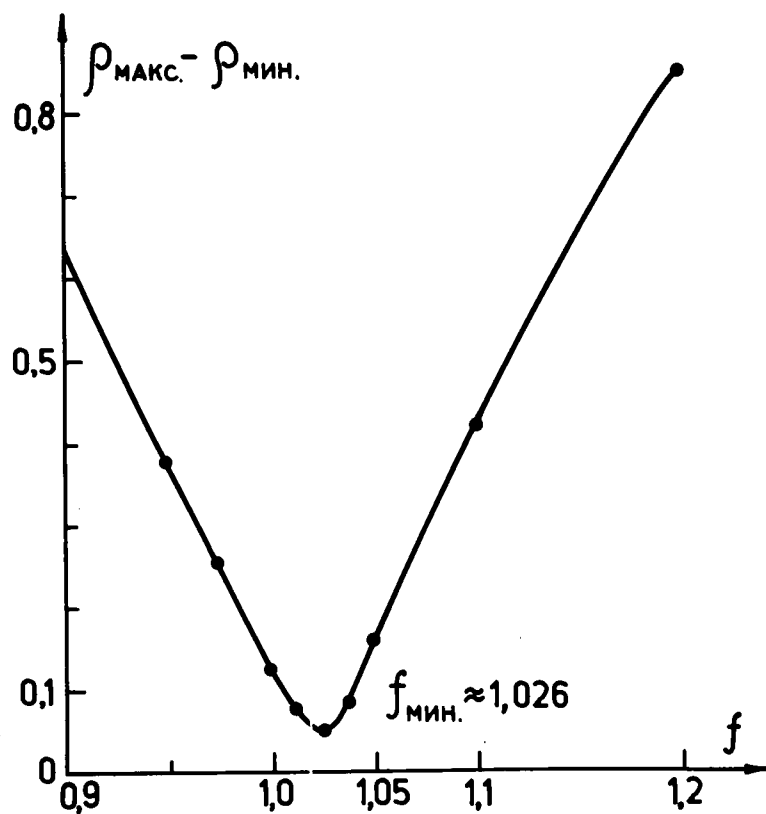


Рис. 5. Максимальная разность радиуса кривизны огibaющей при различных значениях координаты f .

S

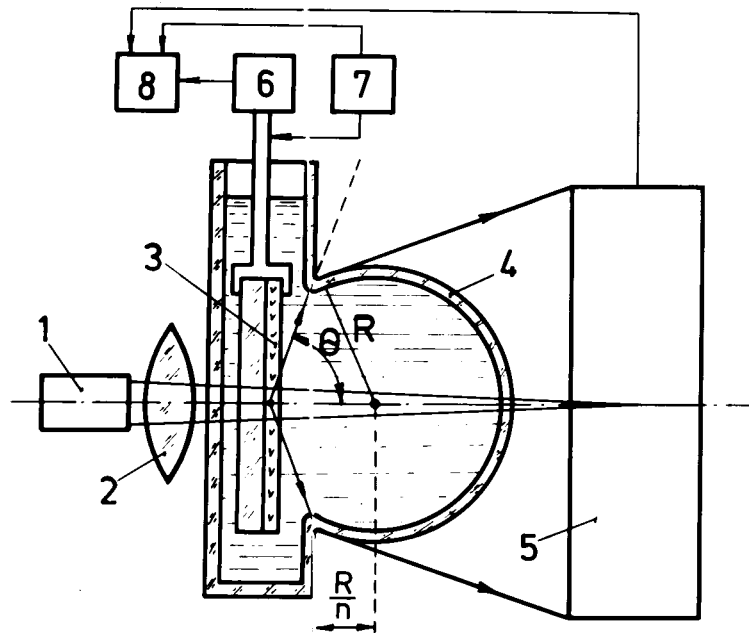


Рис. 6. -Схема иммерсионного конденсора фурье-микроскопа со сферической выходной стенкой, центр которой смещен на расстояние R/n , где n - показатель преломления иммерсионной жидкости: 1 - лазер, 2 - линза преобразования Фурье, 3 - слой ядерной фотоэмульсии, 4 - выходная стенка иммерсионной ванны, 5 - система щелевого сканирования фурье-микроскопа, 6 - система перемещения ядерной фотоэмульсии, 7 - датчик положения, 8 - блок записи данных.

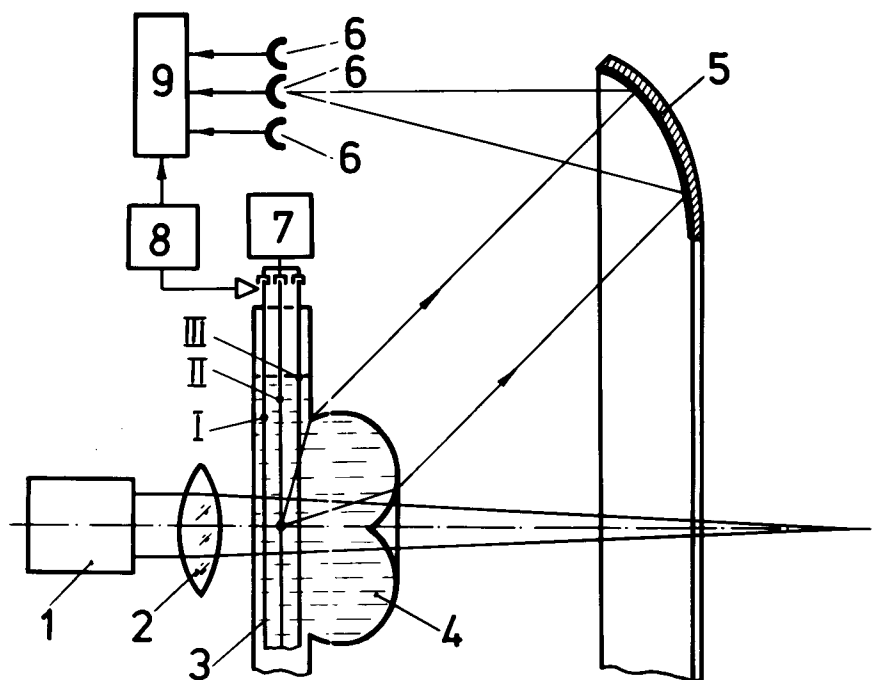


Рис. 7. Схема фурье-микроскопа, позволяющего вести просмотр одновременно трех слоев ядерной фотоэмульсии: I - лазер, 2 - линза преобразования Фурье, 3 - слой ядерной фотоэмульсии, 4 - иммерсионная ванна со стенкой, форма которой является фигурой вращения с двумя осями симметрии, 5 - параболическое зеркало конденсора, 6 - три системы фотоприемников, расположенных на трех концентрических окружностях, 7 - система одновременного перемещения трех слоев ядерной фотоэмульсии, 8 - датчики положения, 9 - блок записи данных.