

# Как увидеть невидимку

В. БЕЛОНУЧКИН

**М**НОГИЕ ЗАДАЧИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ И ОСОБЕННО ДИФРАКЦИИ СВЕТА РЕШАЮТСЯ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА ГЮЙГЕНСА – ФРЕНЕЛЯ. ПРИ ЭТОМ НЕКОТОРАЯ ПОВЕРХНОСТЬ, ДО КОТОРОЙ ДОШЕЛ СВЕТ, РАССМАТРИВАЕТСЯ КАК СОВОКУПНОСТЬ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТОВЫХ ВОЛН. ПОЛЕ В ЛЮБОЙ ТОЧКЕ, БОЛЕЕ УДАЛЕННОЙ ОТ РЕАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА СВЕТА, ЕСТЬ РЕЗУЛЬТИРУЮЩЕЕ ПОЛЕ ЭТИХ «ВТОРИЧНЫХ» ИСТОЧНИКОВ.

Ту же мысль можно выразить несколько иначе – поле на «опорной» поверхности представляется в виде набора сферических волн. Ведь каждый вторичный источник, т.е. каждый малый участок поверхности, это точечный источник света, от которого исходит сферическая волна. Результат интерференции этих волн определяет поле в точке наблюдения.

Но поле на опорной поверхности можно представить в виде набора и каких-нибудь других простых волн. Самые простые волны – плоские, и именно разложение по плоским волнам порой оказывается весьма продуктивным.

Работу, скажем, зонной пластинки Френеля удобно разбирать с помощью принципа Гюйгенса – Френеля, как это обычно и делается. Действие дифракционной решетки можно понять как на основе принципа Гюйгенса – Френеля, так и на языке плоских волн. А вот возможность саморепродукции (т.е. по-

лучения изображений периодических объектов без использования каких-либо оптических элементов – линз, зеркал) или мультипликации, т.е. возможность «размножения» изображения, предсказать на основе принципа Гюйгенса – Френеля практически невозможно. В то же время, с точки зрения фурье-оптики – так называется методика, использующая разложение по плоским волнам, – эти эффекты, можно сказать, почти очевидны.

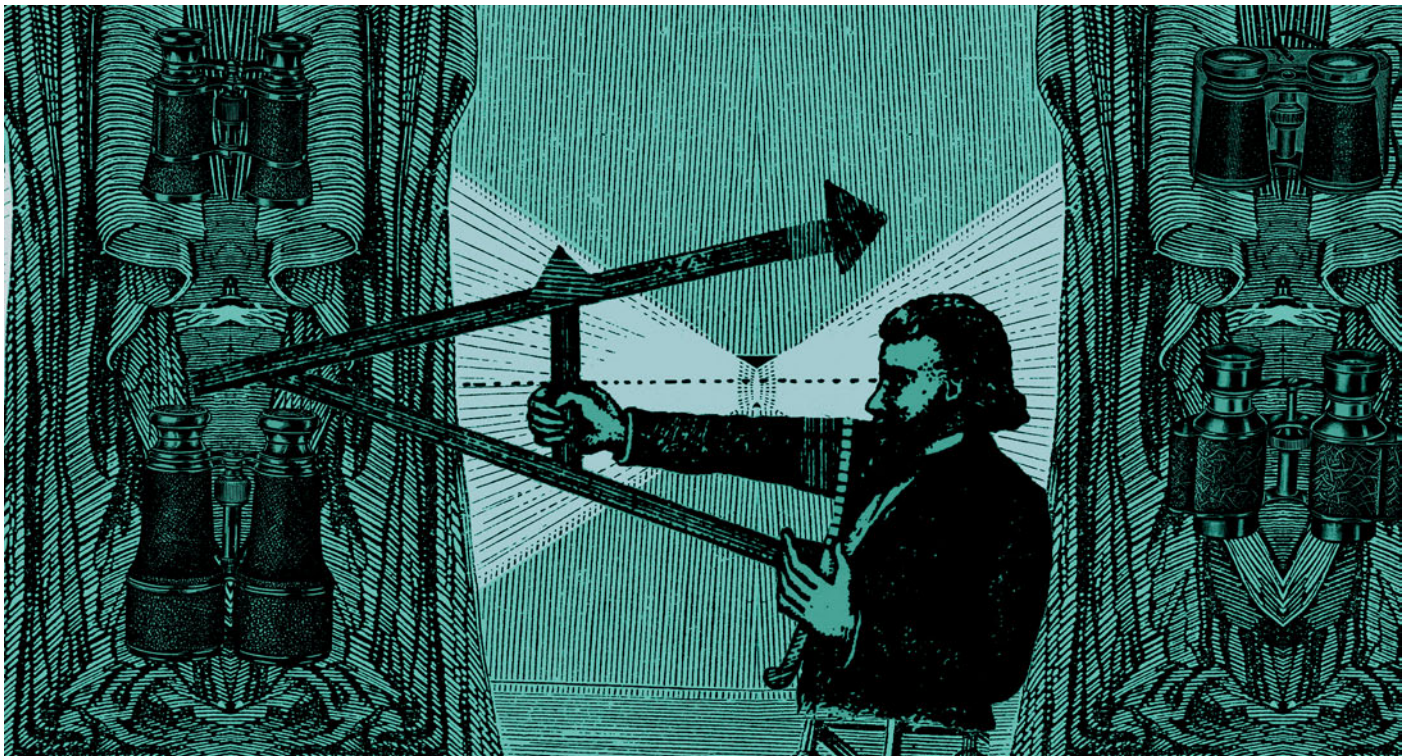
Неслучайно, например, эффект саморепродукции, обнаруженный Ф.Талботом еще в 1834 году, оставался загадочным курьезом более полувека, пока Дж.Рэлей, разработав аппарат фурье-оптики (1897 г.), не переоткрыл этот эффект и не объяснил его именно на языке плоских волн.

## Плоские волны и преобразование Фурье

Почему метод Рэля – метод разложения поля на плоские волны – называется еще и фурье-оптикой? Постараемся ответить на этот вопрос.

Рассмотрим поле, создаваемое в некоторой плоскости падающей на нее плоской волной. Пусть эта волна падает на плоскость  $z = 0$  и угол падения равен  $\alpha$  (рис.1). Той же величине равен угол между фронтом волны  $AA'$  и плоскостью  $z = 0$ .

Примем, что в начале координат ( $x = 0$ ) колебания



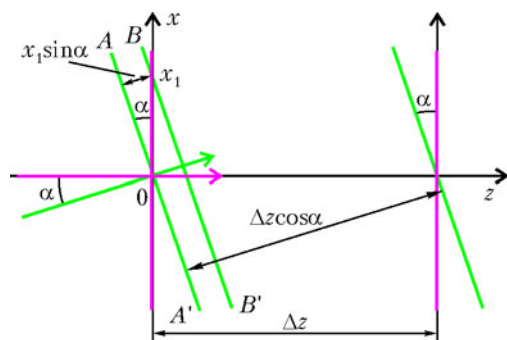


Рис.1. Падение плоской волны на плоскость

имеют вид

$$f(0, t) = a \cos \omega t .$$

Через точку  $x_1$  плоскости  $z = 0$  проходит фронт  $BB'$ , отстоящий от фронта  $AA'$  на  $x_1 \sin \alpha$ . Колебания в точке  $x_1$  отстают по фазе от колебаний в начале координат на величину  $k_x x_1$ , где  $k_x = k \sin \alpha$  – проекция волнового вектора  $\vec{k}$  на ось  $x$  (напомним, что волновой вектор направлен по нормали к волновому фронту, а его модуль равен  $2\pi/\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны). Тогда в произвольной точке  $x$  получаем

$$f(x, t) = a \cos(\omega t - k_x x) .$$

В частности,

$$f(x, 0) = a \cos k_x x .$$

Мы видим, что наклонной волне отвечает косинусоидальная функция от  $x$  с пространственным периодом

$$\Lambda = \frac{2\pi}{k_x} = \frac{2\pi}{k \sin \alpha} = \frac{\lambda}{\sin \alpha} .$$

Вот тут самое время вспомнить Фурье. Им доказана теорема, согласно которой практически любую функцию можно представить в виде суммы синусоид (или косинусоид, поскольку косинус это тот же синус, только сдвинутый по фазе). Но это означает, что любое поле в некоторой плоскости  $z$  можно представить в виде суперпозиции плоских волн. Так, периодическая функция периода  $\Lambda$  компонуется из синусоид с частотами  $\Omega_n = n\Omega$ , где  $\Omega = 2\pi/\Lambda$ , а  $n$  принимает значения  $0, 1, 2, 3, \dots$  (функция с  $n = 0$ , очевидно, представляет собой константу).

Ряд Фурье – набор гармоник – называют *разложением в спектр* соответствующей функции, а операцию по вычислению амплитуд и, если надо, фаз синусоид называют *преобразованием Фурье*.

Но в физике преобразование Фурье можно выполнить не только на бумаге. Например, камертон отзывается на сложный звуковой сигнал только тогда, когда в нем содержится спектральная компонента с частотой 440 Гц – нота ля первой октавы. Резонансный контур выделяет электрические колебания своей собственной частоты. Радиотехнический анализатор спектра показывает, какие в сигнале содержатся частоты и с каким «весом».

В оптике, в отличие от электрических цепей, сигнал является функцией не только времени, но и пространственных координат. *Временной спектр* оптического

сигнала – это и есть то, что обычно называется просто спектром или спектральным составом света. Его изучают с помощью призмы или дифракционной решетки. Нас сейчас интересует пространственный спектр. Для того чтобы было легче разобраться с ним, будем считать излучение монохроматическим.

Существует ли прибор, который может преобразовать по Фурье функцию, описывающую зависимость монохроматического сигнала от пространственных координат, иными словами, разложить такой сигнал в пространственный спектр?

Вспомним, что линза собирает параллельный пучок света в точку в своей фокальной плоскости. Но «параллельный пучок» и есть пучок с плоским волновым фронтом. Реально в фокальной плоскости линзы получается не одна освещенная точка, а небольшое пятно – из-за дифракции происходит размытие изображения. Можно сказать иначе: пространственный спектр ограниченного пучка уже содержит не одну плоскую волну, соответствующую основному направлению светового потока, а в нем присутствуют и другие гармоники.

Итак, распределение волнового поля по оси  $x$  в фокальной плоскости линзы представляет собой пространственный спектр поля перед линзой. Строго говоря, поле в задней фокальной плоскости является преобразованием Фурье поля передней фокальной плоскости: фазовые соотношения для различных волн в некоторой точке задней фокальной плоскости такие же, какие они в точке, находящейся на оптической оси линзы в передней фокальной плоскости. Поэтому *входным сигналом* мы будем считать именно поле в передней фокальной плоскости.

Теперь поставим вторую линзу. Рассмотрим схему Катрона: две линзы  $L_1$  и  $L_2$  с одинаковыми фокусными расстояниями  $F$  расположены на расстоянии  $2F$  друг от друга (рис.2). Первая линза преобразует плоскую волну, падающую под углом  $\alpha$ , в точечный источник света в своей задней фокальной плоскости. Для второй линзы – это передняя фокальная плоскость. Поэтому на выходе системы мы получаем плоскую волну с углом наклона, также равным  $\alpha$ . Правда, этот угол должен иметь другой знак, но для удобства мы договоримся на выходе отсчитывать углы «в другую сторону», и тогда можно сказать, что схема Катрона преобразует плоскую волну саму в себя.

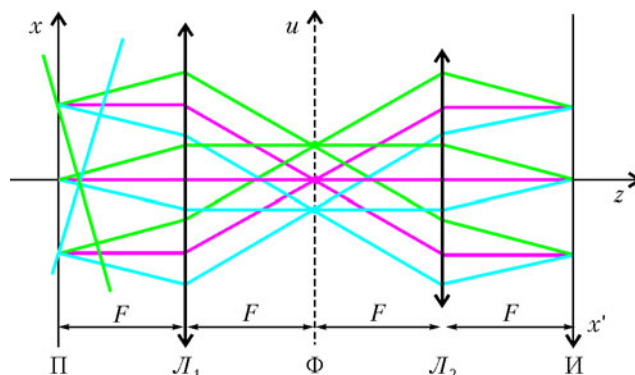


Рис.2 Схема Катрона



На спектральном языке это звучит так: вторая линза, как ей и полагается, преобразует по Фурье поле своей передней фокальной плоскости. По отношению к входному сигналу – это повторное преобразование Фурье, и оно должно дать функцию  $f(-x)$ .

Так или иначе, и лучевая оптика и фурье-оптика дают один результат: в плоскости *изображений* И мы получим изображение входной, *предметной* плоскости П, т.е. такое же поле, какое создано во входной плоскости:  $f(x') = f(x)$ , если только направление  $x'$  мы выбрали противоположным направлению  $x$ . А вот поле в общей *фокальной* плоскости двух линз  $\Phi$  – обозначим его через  $g(u)$  – представляет собой пространственный спектр входного и выходного сигналов. Причем плоской волне в плоскости П (или в плоскости И), волновой вектор которой составляет с осью системы угол  $\alpha$ , соответствует пространственная частота  $u$ , т.е. поле в точке с координатой  $u = F \sin \alpha$ .

Анализ поля  $g(u)$  позволяет предсказать, каким будет поле на выходе системы, т.е. поле  $f(x')$ . Первым это понял Э.Аббе (1872 г.). Именно изучение работы оптических приборов на основе анализа поля  $g(u)$  (Аббе называл его «первичным изображением») помогло ему превратить рядовую фабрику в прославленную фирму «Карл Цейсс Йена», по сию пору являющуюся законодателем мод в производстве самой разнообразной оптики.

Прежде чем перейти к конкретным задачам, оговорим некоторые ограничения и упрощения, которые далее будут подразумеваться. Во-первых, не будем учитывать конечность размеров линз, т.е. пучки с плоским фронтом будем считать плоскими волнами. Во-вторых, углы  $\alpha$  будем считать малыми, тогда, в частности, можно полагать  $\sin \alpha \approx \alpha$ . И в-третьих, при теоретическом анализе ограничимся одной поперечной (перпендикулярной оси системы – оси  $z$ ) координатой  $x$ , считая, что обобщение на полностью трехмерную ситуацию не должно вызвать особых затруднений.

### Простейшие спектры

Если на линзу падает плоская волна, в фурье-плоскости  $\Phi$  появляется одна светящаяся точка. Положение точки определяется соотношением  $u = F \sin \alpha \approx F\alpha$ . Что мы при этом видим в плоскости  $x$  (или в плоскости  $x'$ )?

Человеческий глаз, фотопластинка, фотоэлемент – все эти чувствительные к свету приборы являются *квадратичными детекторами*: их отклик определяется интенсивностью света, т.е. величиной, пропорциональной квадрату амплитуды, и совсем не зависит от фазы. При освещении некоторой плоскости плоской волной (неважно, какого направления) любой из этих приемников покажет равномерную освещенность этой плоскости, даст одинаковый сигнал в любой точке поверхности.

Теперь рассмотрим чуть более «богатый» спектр: две плоские волны, две точки в фурье-плоскости. Пусть координата одной из точек  $u = u_0 = 0$ , а другой  $u = u_1$ . Тогда фаза гармоники  $u_0$  в плоскости И постоянна, а

фаза гармоники  $u_1$  представляет собой периодическую функцию координаты  $x'$  с периодом  $\Lambda = \lambda / \sin \alpha \approx \lambda / \alpha$ . Но это означает, что и суммарное поле есть периодическая функция  $x'$  с тем же самым периодом  $\Lambda$ .

В общем, конечно, нам известно, что в плоскости изображений И мы увидим картину интерференционных полос шириной  $\Lambda$ . Однако задержимся еще немного на этом примере, чтобы вспомнить так называемый метод векторных диаграмм.

Вкратце этот метод можно описать следующим образом. Изобразим составляющие колебания одинаковой частоты (в данном случае, конечно, имеется в виду временная частота) векторами, длина каждого из которых пропорциональна амплитуде соответствующего колебания, а угол, составляемый этим вектором с некоторым выбранным нами направлением, равен начальной фазе колебания. Тогда сумма векторов изобразит результирующее колебание: его длина в том же масштабе даст нам амплитуду суммарного колебания, а угол, который этот вектор составит с тем же исходным направлением, – фазу этого колебания.

Эволюция фазовой диаграммы при смещении точки наблюдения вдоль оси  $x$  для случая двух волн изображена на рисунке 3, а.

Фазу колебания пространственной частоты  $u_0$  принимаем равной нулю, и она остается таковой во всей плоскости И. Фаза колебания  $u_1$  меняется в зависимости от  $x$ , и это означает, что соответствующий вектор вращается, причем при смещении на расстояние  $\Lambda$  он делает полный оборот. Длина  $A$  вектора  $\vec{A} = \vec{a}_0 + \vec{a}_1$ , где  $a_0$  и  $a_1$  – амплитуды гармоник  $u_0$  и  $u_1$  соответственно, определяет амплитуду колебаний в точке  $x$ . Интенсивность колебаний, т.е. освещенность  $I$  в этой точке, пропорциональна квадрату амплитуды:

$$I(x) \sim A^2(x).$$

По теореме косинусов получаем

$$I(x) \sim A^2(x) = a_0^2 + a_1^2 + 2a_0a_1 \cos \Omega x. \quad (1)$$

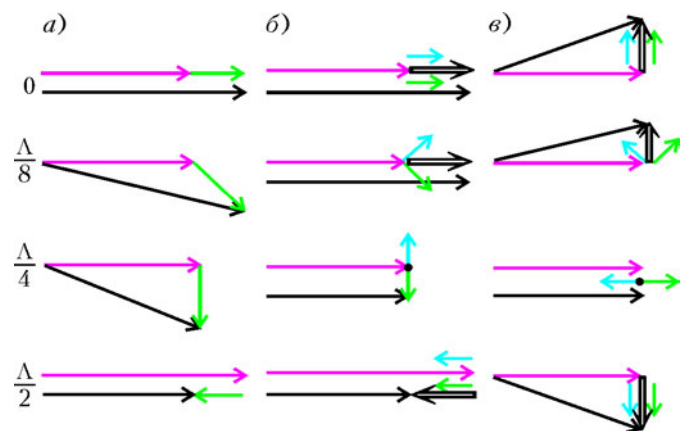


Рис.3. Векторные диаграммы: а) интерференция двух волн; б) амплитудная решетка; в) фазовая решетка. Здесь красная линия соответствует нормальной волне, синяя и зеленая – наклонным волнам, двойная линия – сумме наклонных волн, черная – полному суммарному вектору

Обычно зависимости такого рода записывают в виде

$$I(x) = I_0 (1 + m \cos \Omega x). \quad (2)$$

Величина  $m$  называется *коэффициентом* или *глубиной модуляции* величины  $I$ . В нашем случае

$$I_0 \sim a_0^2 + a_1^2, \quad m = \frac{2a_0 a_1}{a_0^2 + a_1^2}.$$

### Синусоидальные решетки

Получить из плоской волны волну со сложным (богатым) спектром нетрудно – надо на пути плоской волны поставить преграду, создать в пространстве любую неоднородность.

Если преграда поглощает свет (возможно, частично), то в разных местах будут разные амплитуды колебаний, а это уже не совсем плоская волна.

Если препятствие прозрачно, то оно в разных местах может, например, иметь разные показатели преломления или (при постоянном показателе преломления) разную толщину. В любом из этих случаев фазы колебаний за препятствием станут различными, т.е. фронт волны исказится, она перестанет быть плоской, хотя амплитуда колебаний может остаться всюду одной и той же.

Возможна, конечно, и комбинация искажений амплитуды и фазы – комбинация *амплитудной и фазовой модуляции* волны.

Мы рассмотрим специфический, но широко распространенный вид препятствий – *плоские транспаранты*. Плоская пластинка, толщиной которой можно пренебречь, в разных местах имеет различные коэффициенты пропускания, поэтому при падении на пластинку, например, плоской волны, волна на выходе в разных точках будет иметь различные характеристики – амплитуду, фазу.

**Амплитудная синусоидальная решетка.** Сфотографируем картину интерференции двух волн, для чего просто поместим фотопластинку в плоскость И или в плоскость П. Затем проявим негатив в таком режиме, чтобы амплитудный коэффициент пропускания был пропорционален освещенности данной точки пластинки при экспозиции. Заметим кстати, что именно так обычно проявляют голограммы. Мы получим *синусоидальную амплитудную решетку* – коэффициент пропускания зависит от координаты по синусоидальному закону.

Теперь поместим пластинку в плоскость П и осветим плоской волной. По определению коэффициента пропускания амплитуда световой волны на выходе из пластинки равна амплитуде на входе, умноженной на коэффициент пропускания. Для плоской волны амплитуда – константа, и на выходе мы получим

$$A(x) = A_0 (1 + m \cos \Omega x). \quad (3)$$

Это – волна, амплитуда которой промодулирована по синусоидальному закону. Пространственный спектр такой волны можно вычислить, но мы попробуем просто угадать ответ.

Представим, что на некоторую плоскость падают три плоские волны: одна – с амплитудой  $a$  – падает на

плоскость по нормали, а две другие – каждая с амплитудой  $ma/2$  – падают под углами  $+\alpha$  и  $-\alpha$ . Пусть в точке  $x = 0$  фазы трех волн совпадают, примем их равными нулю.

Фаза первой волны будет равна нулю во всей плоскости. А вот фазы двух наклонных волн будут при изменении координаты  $x$  равномерно меняться с одинаковыми скоростями, но в противоположных направлениях. Это означает, что на векторной диаграмме стрелочка, изображающая волну  $a$ , будет неподвижной, а две остальные стрелочки, изображающие волны  $ma/2$ , по мере смещения точки наблюдения вдоль оси  $x$  будут симметрично вращаться в противоположные стороны (рис.3,б). Суммарный вектор будет иметь все время одну и ту же, по нашему соглашению – нулевую, фазу, а длина его будет меняться по закону

$$A(x) = a(1 + m \cos \Omega x).$$

Итак, на выходе синусоидальной амплитудной решетки мы имеем три волны: одна распространяется вдоль оси и две под углами  $\pm\alpha$  ( $\alpha \approx \sin \alpha = \lambda/\Lambda = \Omega/k$ ) к оси. И действительно, если мы посмотрим на фурье-плоскость, когда в плоскости П размещена освещенная плоской волной синусоидальная амплитудная решетка, мы увидим три светлых пятна. Почему получаются пятна, а не точки, мы уже знаем.

Не странно ли, что, изготовив решетку с использованием двух волн, мы с помощью этой решетки получаем три волны? Да нет. Фотопластинка, как квадратичный детектор, реагировала на интенсивность, можно сказать на амплитуду суммарной волны, а фаза не играла никакой роли. Но распределение (1) или (2), а значит, и пропускание (3) будут получены и тогда, когда угол падения наклонной волны равен  $+\alpha$ , и тогда, когда мы заменим эту волну на волну с углом падения  $-\alpha$ . Пластинка «забыла», какая волна падала на нее при экспозиции!

Между прочим, точно по этой же причине обычная голограмма дает два изображения: мнимое – там, где был расположен при экспозиции реальный предмет, и действительное – симметрично относительно плоскости голограммы. Впрочем, мы как раз и получили *голограмму плоской волны*.

**Фазовая синусоидальная решетка.** Мы считали, что в начале координат, т.е. в точке  $x = 0$  (или  $x' = 0$ ) фазы трех волн совпадают. А если это не так? Предположим, что в этой точке фазы наклонных волн отличаются от фазы нормальной волны на одну и ту же величину, выберем ее равной  $\pi/2$ . Оговоримся, что рассмотрим случай, когда амплитуды наклонных волн малы, т.е.  $m \ll 1$ .

Точно так же, как и в предыдущем примере, при смещении по оси  $x$  на векторной диаграмме стрелочка  $a$  неподвижна, а две стрелочки  $ma/2$  вращаются в противоположные стороны. Результат можно понять из рисунка 3,в: практически не изменяя своей длины, результирующий вектор «качается», меняет фазу. Если, как мы договорились,  $m \ll 1$ , то фаза меняется мало и ее изменение происходит по синусоидальному закону:  $\varphi \approx m \cos \Omega x$ .

Какой транспарант может дать такое поле?

Это может быть прозрачная пластинка, толщина которой, оставаясь все время малой, меняется вдоль оси  $x$  по синусоидальному закону. Или это может быть пластинка постоянной толщины с коэффициентом преломления, синусоидально изменяющимся вдоль оси  $x$ . Такую пластинку можно изготовить следующим образом. «Отбелить» фотопластинку, на которой мы получили амплитудную решетку. При отбеливании из эмульсии вымывается то самое высвободившееся из химического соединения серебро, которое и создает изображение. Связанное серебро вымывается еще в процессе фиксирования изображения. После отбеливания пластинка становится прозрачной, но показатель преломления оказывается в разных точках разным. Значит, от точки к точке меняется набег фазы, получаемый волной при прохождении пластинки.

Что же мы при этом увидим? А ничего не увидим. Глядя на такую пластинку или на ее изображение, мы увидим равномерно освещенную поверхность: ведь глаз не реагирует на фазу. А вот в спектральной плоскости мы, так же, как и в случае амплитудной синусоидальной пластинки, увидим три пятнышка.

Обсудим еще немного спектр фазовой решетки. Строго говоря, если интерферируют три волны, модуль суммарного вектора даже при  $m \ll 1$  все же чуть-чуть меняется. Когда фазовый угол достигает максимума  $\varphi_0$ , относительное изменение модуля вектора равно примерно  $m^2/2$ . Чтобы постараться сделать длину постоянной, мы должны добавить еще пару векторов длиной  $m^2 a/8$ , которые бы чуть увеличивали длину суммарного вектора, когда  $\varphi \rightarrow 0$ , и уменьшали, когда  $\varphi \rightarrow \pm\varphi_0$ . Можно догадаться, что эти векторы должны вращаться вдвое быстрее, чем «основные» модулирующие фазу векторы.

Подробный анализ показывает, что для получения в точности неизменной длины суммарного вектора, т.е. для получения чисто фазовой структуры, надо взять бесконечное число добавочных векторов. Соответственно, в спектре строго фазовой решетки будет содержаться бесконечное число пространственных гармоник. Однако, если мы приняли условие  $m \ll 1$ , каждый следующий вектор будет все меньше и меньше. Мы просто не заметим в фурье-плоскости более высоких гармоник.

Наоборот, если волн действительно три, мы не заметим изменений освещенности. Так, например, если  $\varphi_0 \approx m = 0,1$ , то глубина модуляции амплитуды будет около 0,005 и освещенности – примерно 0,01. Такие вариации освещенности глаз просто не замечает.

### Невидимка виден!

Итак, мы знаем, как получить фазовую решетку, какой у нее спектр: мы познакомились с простейшим *фазовым объектом*. История, правда, развивалась в обратном порядке. Сначала пришло осознание того, что существуют достаточно сложные прозрачные объекты, например клетки живого организма. Затем поняли, что такой объект может изменять структуру падающего на него света. И наконец, когда Аббе и Рэлей заложили

основы фурье-оптики, прояснились пути визуализации фазовых объектов – как увидеть картинку, вариации интенсивности в которой отражали бы вариации фазы световой волны.

Вот, скажем, человек-невидимка из романа Герберта Уэллса. Поверим на минуту, что он стал прозрачным. Но все же он из чего-то состоит, показатель преломления тканей его организма не такой, как у воздуха. Он изменяет хотя бы фазовую структуру падающего на него света. Нельзя ли это увидеть?

Осветим то место, где предполагается наличие невидимки, плоской волной, а потом посмотрим, что получится в фокальной плоскости линзы, собирающей этот свет. Если между осветителем и линзой ничего нет, то появится одно пятно, а если что-то есть, пусть даже прозрачное, то пространственный спектр будет более сложным, более богатым.

Таким образом, что-то мы заметили. Но нельзя ли разглядеть, что именно? Придумано немало способов, как это сделать. Некоторые из них были открыты эмпирически даже до работ Аббе. Вот несколько примеров.

**Метод темного поля** (Теплер, 1867 г.). Загородим маленьким непрозрачным экранчиком в фурье-плоскости нулевой максимум – красное пятнышко на рисунке 2. Тем самым из векторной диаграммы рисунка 3, в мы изымаем вектор  $\vec{a}$ , соответствующий волне, падающей на плоскость изображений И по нормали. Эта волна, в особенности при малой модуляции фазы, заметно мощнее даже суммы остальных, поэтому средняя освещенность резко падает – отсюда и название метода.

Но важнее другое. Теперь на плоскость изображений падают только две волны, а это значит, что вдоль координаты  $x$  будет меняться освещенность – мы увидели невидимку.

Но особенно радоваться не приходится. Эти волны составляют друг с другом угол  $2\alpha$ , период изменения интенсивности вдвое меньше, чем период изменения

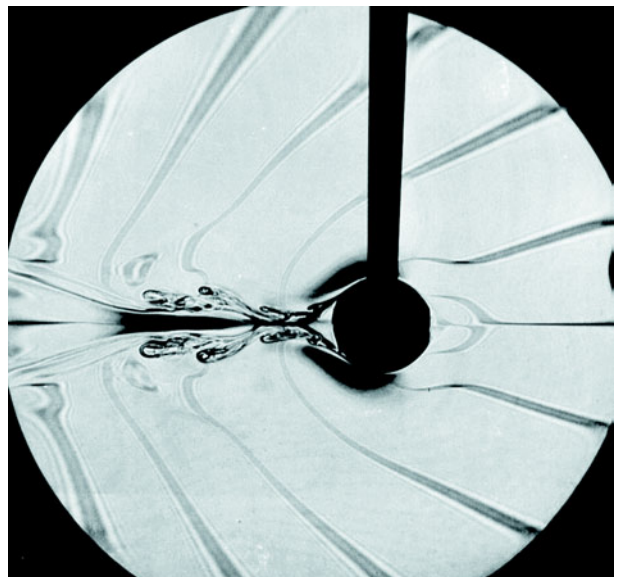


Рис.4. Волны в жидкости за движущимся цилиндром (метод темного поля). Автор благодарит за снимок В.Можяева и А.Шеронова

фазы. Если мы знаем, что речь идет о синусоидальной решетке, это совсем несложно учесть. Но если структура объекта сложная, спектр богатый, то вариации интенсивности будут не очень-то похожи на картину вариаций фазы. Мы заметим что-то, наверное, увидим контуры объекта, разглядеть же его подробно нам вряд ли удастся.

Впрочем, не только самые простые объекты послышны методу темного поля. Широкое применение он находит до сих пор, например, в гидроаэромеханике. При обтекании преграды или при наличии тепловой конвекции в жидкостях и газах возникают вариации плотности, вариации коэффициента преломления.

На рисунке 4 представлена фотография, полученная методом темного поля. Она позволяет выявить многие детали строения потоков, не видимые на обычном снимке.

**Нож Фуко.** Это исторически первый (1859 г.) метод наблюдения фазовых объектов. Давайте загородим не центральный максимум, а один из боковых. Тогда на рисунке 3,в остается неподвижный вектор и только один вращающийся. Опять две волны, опять вариации амплитуды, вариации освещенности, но теперь они происходят именно с тем периодом, с каким меняется фаза.

Можно заодно «отрезать» и часть главного максимума: при малой величине  $m$  это подравняет интенсивности двух оставшихся волн и тем самым повысит контрастность картины. В ситуациях с более богатым спектром подобное происходит, можно сказать, автоматически – загораживают половину спектра.

Два рассмотренных метода поясняют происхождение термина «оптическая фильтрация», который используется для обозначения операций, производимых в фурье-плоскости: мы действительно фильтровали спектр – что-то убирали, что-то пропускали. Но тем же термином обозначаются и другие операции, каким-то образом преобразующие отдельные компоненты спектра.

**Метод фазового контраста.** Картины, полученные при использовании ножа Фуко или метода темного поля, неадекватно передают картину вариаций фазы. Кроме того, теряется много света. Возможно, в каких-то случаях последнее даже полезно. Но вот в микроскопии, где освещенность часто и без того мала, хотелось бы использовать весь свет.

Этого добился Ф.Цернике. Разработав метод фазового контраста (1934 г.), он на его основе создал так называемый фазоконтрастный микроскоп (1935 г.), за что в 1953 году был удостоен Нобелевской премии.

Цернике предложил «повернуть» вектор  $\vec{a}$  на  $\pi/2$ . Тогда мы от диаграммы рисунка 3,в должны возвратиться к рисунку 3,б. Для этого надо загородить нулевой максимум в фурье-плоскости прозрачной пластинкой, а толщину пластинки выбрать такой, чтобы она вносила дополнительную разность хода  $\lambda/4$ , т.е. давала сдвиг фаз  $\pi/2$ . Можно, конечно, чтобы разность хода составляла  $(n + 1/2)\lambda/2$ , а, значит, разность фаз  $(n + 1/2)\pi$ . Во всех этих случаях вектор  $\vec{a}$  повер-

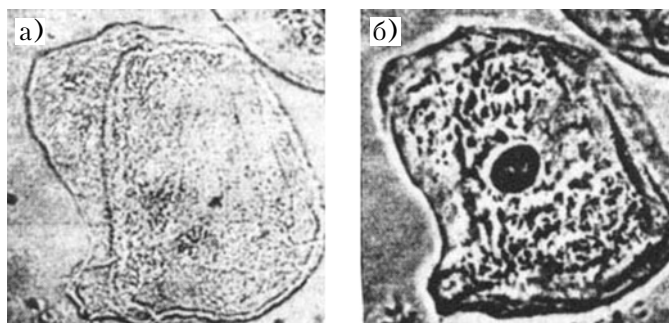


Рис.5. Микрофотографии клетки живого организма: а) обычная; б) фазоконтрастная

нется на  $90^\circ$ . Фазовая модуляция превращается в амплитудную без искажений и без потерь света.

Наконец-то мы по-настоящему увидели невидимку!

На рисунке 5 приведены две микрофотографии клетки. Конечно, кое-что видно и при обычном фотографировании. Но фазоконтрастный снимок позволяет увидеть намного больше деталей клетки.

**Метод расфокусировки.** В заключение рассмотрим метод, в котором вообще не используются операции со спектром, но который тоже основан на идеях фурье-оптики.

Отойдем немного от плоскости изображений. Распространяющиеся дальше плоские волны получают дополнительный сдвиг фаз, и, что для нас самое важное, этот сдвиг фаз различен для волн разных направлений.

Действительно, рассмотрим фазовые соотношения в точках на оси, отстоящих на  $\Delta z$  (см. рис.1). Именно на это расстояние удалены друг от друга соответствующие волновые фронты для нормально падающей волны. А для наклонной волны (как видно из того же рисунка) расстояние между фронтами равно только  $\Delta z \cos \alpha$ .

Если в плоскости И наклонные волны, например, отстают от нормальной волны по фазе на  $\pi/2$  и мы имеем картину фазовой модуляции, то на некотором расстоянии  $\Delta z$  от этой плоскости, таком, что  $\Delta z(1 - \cos \alpha) = \lambda/4$ , все волны (на оси) окажутся в одной фазе, и получится картина амплитудной модуляции. Конечно, можно в качестве исходной плоскости взять не И, а саму плоскость П, т.е. просто глядеть не на пластинку, а на несколько удаленную от нее плоскость.

Если же  $\Delta z(1 - \cos \alpha)$  равно  $\lambda$  или любому целому числу длин волн  $n\lambda$ , то фазовые соотношения будут точно такими же, какими они были в плоскости изображений. А это значит, что мы увидим точно такую же картину: если в плоскости изображений была фазовая картинка, то и в этих плоскостях она будет фазовой, если была амплитудной – и будет амплитудной. Получается, что на некоторых расстояниях от такого предмета (или его изображения) «само собой», без каких-либо оптических инструментов, вновь получается изображение.

Но это, как говорится, уже другая история.