МОДУЛЯЦИОННАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

В течение длительного времени среди физиков господствовало убеждение, что волновая природа света «принципиально» ограничивает возможность увеличения разрешающей способности оптических инструментов и методов измерений. Поэтому поиски выхода из создавшегося «тупика» были направлены в основном на изыскание способов замены видимого

света излучениями с более короткой длиной волны (ультрафиолетовые лучи, рентгеновское излучение, пучки электронов, нейтронов, ионов и т. п.). Однако такой путь, вообще говоря, весьма эффективный, в ряде случаев оказывался неудовлетворительным. Отчётливо назревшая за последние годы потребность в радикальном увеличении разрешающей способности именно оптических методов измерения, вкупе с необычайно мощным и разносторонним развитием экспериментальной техники, заставили заново пересмотреть вопрос об ограничениях, налагаемых волновой природой света, причём был вскрыт ряд возможностей, ускользавших ранее от внимания и позволяющих существенно отодвинуть этот якобы принципиальный предел. Мы имеем в виду методы так называемой многолучевой интерферометрии (см., например,[1]) переменного фазового контраста[2], трёхщелевой интерферометр[3] и др. Эти методы позволили на 1—3 порядка повысить разрешающую способность оптических методов и сделали доступными для оптического наблюдения

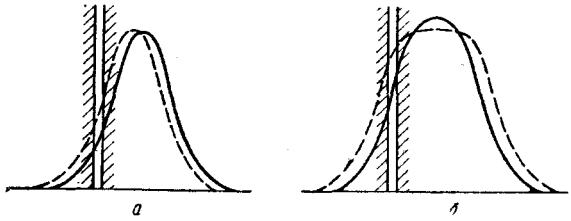

Рис. 1.

объекты, ещё недавно казавшиеся лежащими далеко за пределами достижимого (скажем, измерения межатомных расстояний в кристаллах или обнаружение дефектов поверхностей глубиной порядка 0, 5 Å).

Однако все эти новые методы связаны с совершенствованием только одной стороны оптических измерений — способа получения изображения (или интерференционной картины). Совершенно иной приём принципиально безграничного увеличения разрешающей способности был развит в реферируемых ниже работах советских физиков[4, 5, 6]. Он основан на изменении способа наблюдения изображения (или интерференционной картины).

Суть метода заключается в следующем. Допустим нас интересует малое смещение (рис. 1, *а*) или изменение формы (рис. 1, *б*) интерференционной полосы (спектральной линии, диффракционной фигуры и т. п.) в результате каких-нибудь изменений в условиях её образования. Выделим с помощью соответствующей диафрагмы небольшой участок интересующей нас полосы (рис. 1) и будем измерять интенсивность света, проникающего через диафрагму, при помощи фотоэлемента. Очевидно, малые смещения (или изменения формы) полосы повлекут за собой столь же малые изменения количества света, падающего на фотоэлемент, и разрешающая способность (чувствительность) устройства будет ограничиваться нестабильностью условий измерений (яркости источника, коэффициента усиления и т. п.). Допустим теперь, что наблюдаемая картина замодулирована, т. е. интересующие нас изменения происходят периодически с некоторой частотой F. Тогда, вводя в измерительную схему резонансный фильтр с достаточно узкой полосой пропускания, настроенный на ту же частоту F, мы всегда имеем возможность в должной степени освободиться от влияния случайных помех и наблюдать сколь угодно малые изменения в положении или форме интерференционной полосы (спектральной линии, диффракционной картины и т. п.).

В самом деле[4], допустим, например, что мы имеем двухлучевой интерферометр, причём фазовый сдвиг между интерферирующими лучами промодулирован по закону

$$\Phi = \Phi_0 + f(t), \tag{1}$$

где $f(t)$ — периодическая функция времени. Напряжение, снимаемое с фотоэлемента (пропорциональное освещённости щели), будет тогда функцией времени:

$$u = A + B\cos[\Phi_0 + f(t)], \tag{2}$$

где A и B зависят от интенсивностей интерферирующих лучей и чувствительности фотоэлемента.

Полагая, что $0 \leqslant f(t) \leqslant \varepsilon$ (где $\varepsilon \ll 1$), можно соотношение (2) переписать в виде:

$$u = (A + B\cos\Phi_0) - B\sin\Phi_0 f(t) = P + Q\cdot f(t). \tag{3}$$

Величины A, B и Φ_0 (а следовательно, и P, и Q) не остаются, строго говоря, неизменными с течением времени: они подвержены всевозможным случайным изменениям, обусловленным целым комплексом разнообразных обстоятельств, способных нарушать стабильность условий измерений. Резонансный фильтр, настроенный на частоту модуляции F (если эта частота достаточно велика) будет отсекать как медленную составляющую изменений P, так и быструю составляющую изменений Q. Вследствие этого напряжение на выходе резонансного фильтра, подаваемое на измерительный прибор, будет синусоидальным с медленно меняющейся амплитудой, равной

$$U = K(t)\{p_F(t) + [\overline{Q} + q(t)]\,g\}, \tag{4}$$

где $K(t)$ — коэффициент усиления, $p_F(t)$ — проходящая через фильтр составляющая быстрых флуктуаций величины P, $\overline{Q}$ — среднее значение Q, $q(t)$ — проходящая через фильтр составляющая медленных изменений Q и g — коэффициент при первом члене в разложении функции $f(t)$ в ряд Фурье. Поскольку

$$p_F(t) = w\Delta F, \tag{5}$$

где ΔF — ширина полосы пропускания фильтра, а w — постоянная, не зависящая от ΔF, постольку надлежащим выбором ΔF может быть достигнуто условие $p_F(t) \ll [\overline{Q} + q(t)]\,g$, т. е.

$$U = Sg, \tag{6}$$

где

$$S = K(t)\,[\overline{Q} + q(t)].$$

Иными словами, при достаточно малой ширине полосы пропускания фильтра ΔF принципиально возможно обнаружение сколь угодно малых g, причём точность измерения g ограничивается исключительно стабильностью величины S. Если последнее недостаточно стабильно, то может быть применён нулевой метод, что позволяет измерять g с принципиально неограниченной точностью.

Автор рассматривает, в частности, случай, когда фаза Φ при модуляции принимает попеременно значения Φ_0 и $\Phi_0 + \varepsilon$. Тогда $g = \frac{2\varepsilon}{\pi}$ и метод позволяет измерять произвольно малый фазовый сдвиг ε с любой точностью.

Если речь идёт не о фазовом сдвиге, а о расщеплении спектральных линий в силовом поле, то модулированию подлежит, очевидно, напряжённость поля, вызывающего расщепление.

Ярким примером практического применения описываемой методики является определение амплитуды колебаний мембраны при помощи интерферометра Майкельсона[5]. Если одно из зеркал интерферометра (укреплённое на мембране) совершает гармонические колебания с амплитудой z и звуковой частотой ω, то амплитуда первой гармоники тока на выходе фотоумножителя равна

$$I_1 = B \sin(2kz_0) J_1(2kz), \tag{7}$$

где B — постоянная, зависящая от интенсивности интерферирующих лучей $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, z_0 — разность хода интерферирующих лучей при $z = 0$ и J_1 — бесселева функция 1-го порядка. При достаточно узкополосном фильтре показание измерительного прибора α пропорционально $|I_1|$:

$$\alpha = b\,|J_1(2kz)|, \tag{8}$$

где b — аппаратурная постоянная. Отыскивая (путём постепенного увеличения z) значение $\alpha = \alpha_м$ в первом максимуме и учитывая, что первый максимум имеет место при $J_1(2kz) = 0{,}58$, получаем $b = \frac{\alpha_м}{0{,}58}$. Подставляя это значение в (8), не представляет труда найти z при любом α.

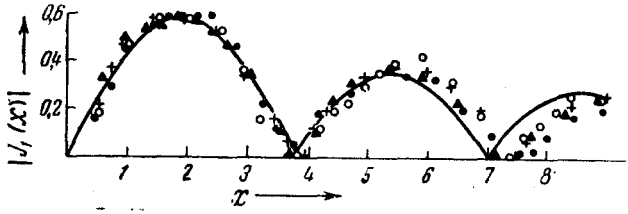

Рис. 2.

Авторы приводят (рис. 2) результаты произведённого ими таким способом определения зависимости α от амплитуды V переменного напряжения, подводимого к электромагниту, возбуждающему колебания мембраны. По оси ординат отложена величина $\left|J_1(x)\right| = \frac{0{,}58\,\alpha_м}{\alpha}$, а по оси абсцисс — $x = aV$, где a — постоянный коэффициент, выбранный так, чтобы α обращалось в нуль при $x = 3{,}83$ — первый отличный от нуля корень функции $J_1(x)$. (Из опыта было найдено значение $a = 4{,}79$.) Сплошная линия — график функции $|J_1(x)|$.

При $x < 3{,}83$ экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую кривую. При больших значениях x наблюдается систематическое расхождение, обусловленное, по всей видимости, нелинейностью зависимости z от V.

Исходя из того, что $x = 2kz$ и $\lambda = 4358$ Å, на основании данных рис. 2 авторами было получено:

$$\frac{z}{V} = \frac{a\lambda}{4\pi} = 1663\,\frac{\text{Å}}{\textit{вольт}}.$$

Стабильность стрелки выходного прибора в описываемых опытах составляла около $\pm 2{,}5\cdot 10^{-3}\,\alpha_м$. Иными словами, установка позволяла обнаруживать такие z, для которых

$$\frac{\alpha}{\alpha_м}=\frac{J_1(2kz)}{0{,}58}\geqslant 2{,}5\cdot 10^{-3}\ .$$

Так как при малых z $J_1(2kz)\cong kz$, то условием обнаружения z являлось:

$$z\geqslant 2{,}3\cdot 10^{-4}\,\lambda\cong 1\ \text{Å}.$$

Авторы отмечают, что такая чувствительность (примерно в 10 раз превышающая достигнутую при измерениях амплитуды колебаний пьезокварцев методами многолучевой интерферометрии[7]) получена ими на весьма несовершенной как в оптическом, так и в электрическом отношении двухлучевой (!) установке и отнюдь не является предельной для описываемого метода. Таким образом, перед нами методика, открывающая совершенно новые возможности в оптической измерительной технике. Вместе с тем очевидно, что эта методика не является специфически оптической. Несколько ранее аналогичный модуляционный метод был использован для решения некоторых радиофизических задач, в частности для повторения опыта Саньяка на радиоволнах[6]. Поскольку последний опыт имеет самостоятельный интерес, мы остановимся на нём особо.

Рис. 3.

Как известно, в 1912 г. Гаррес, а в 1913 г. Саньяк произвели так называемый «вихревой опыт», целью которого было измерение скорости света в системе отсчёта, движущейся с ускорением. В качестве таковой была использована вращающаяся система зеркал, обеспечивающих замкнутость контура, обегаемого световым лучом. В описываемых опытах И. Л. Бернштейна система зеркал была заменена концентрическим кабелем, намотанным на вращающийся барабан. Излучение с длиной волны 10 *м* направлялось от генератора на вход приёмника двумя путями: через кабель ($U_{каб}$) и через сосредоточенный импеданс ($U_{имп}$). Параметры схемы подбирались таким образом, что векторная диаграмма напряжений, поступающих на вход приёмника, имела вид, изображённый на рис. 3. В результате интерференции на входе получалось малое напряжение U_0, подаваемое после усиления на высокочастотный детектор. С помощью механического коммутатора периодически (с частотой 12.5 *гц*) производилось переключение концов кабеля, т. е. изменение направления бегущей по нему волны. Если при этом разность фаз φ менялась на малую величину $\delta\varphi$, то U_0 должно было периодически меняться на $U_{имп}\,\delta\varphi$, что могло быть отмечено на выходе детектора. Выходное напряжение детектора подавалось на усилитель низкой частоты (12,5 *гц*) и, далее, на второй детектор и микроамперметр. Измерялась разность показаний микроамперметра при изменении направления вращения барабана на обратное.

В условиях описываемого опыта (частота — $30{,}3\cdot 10^{-6}$ *гц*, радиус барабана — 1 *м*, скорость его вращения $1\div 1{,}3$ *сек*$^{-1}$, длина кабеля — 244 *м*) из теоретических соображений следовало ожидать $\Delta\varphi\cong 3''$. Автор провёл несколько серий измерений (по 25—40 отдельных измерений в се-

рии). Типичная картина, полученная в одной из серий, представлена на рис. 4. По оси абсцисс отложена величина фазового сдвига. По оси ординат—число наблюдений, давших такую величину сдвига. Отклонение среднего по серии от теоретического предсказания (пунктир) не превышало 15% (для данной серии $\Delta\varphi_{набл} = 1{,}61 \cdot 10^{-5}$, $\Delta\varphi_{теор} = 1{,}57 \cdot 10^{-5}$). Большой разброс данных единичных измерений автор объясняет недостатками аппаратуры.

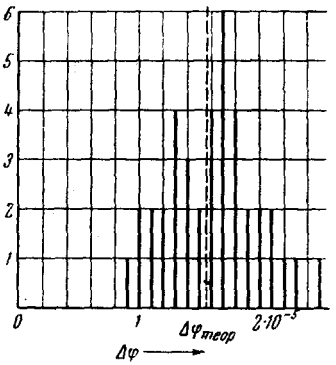

Рис. 4.

Автор видит интерес произведённого им опыта в том, что он является первым радиофизическим опытом по электродинамике движущихся тел, а также в том, что распространение радиоволн происходило в среде, сильно отличающейся от вакуума (диэлектрическая проницаемость диэлектрика, заполняющего кабель, $\varepsilon = 2{,}24$), что сближает этот опыт с известным опытом Физо по определению скорости света в струе воды.

С точки зрения интерференционной техники не меньший интерес представляет отчётливо проиллюстрированная этими опытами возможность измерения относительного изменения скорости распространения волн порядка 10^{-8} и изменения разности хода интерферирующих волн порядка 10^{-6} λ, причём это, опять-таки, не являлось пределом.

В заключение ещё раз подчеркнём, что, как показал Г. С. Горелик, «при заданном оптическом интерференционном устройстве, разрешающая сила измерительной установки может быть сделана сколь угодно большой путём целесообразного выбора частоты модуляции и достаточного сужения полосы пропускания фильтра». Рациональное применение этого метода в сочетании с методами увеличения разрешающей способности интерференционной аппаратуры несомненно позволит решить многие задачи, остававшиеся до сих пор недоступными.

Г. Розенберг

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Розенберг, Многолучевая интерферометрия и интерференционные светофильтры, УФН **47**, вып. 2, 173 (1952).
2. H. Osterberg and G. E. Pride, J. Opt. Soc. Am. **40**, 64—74 (1950).
3. F. Zernike, J. Opt. Soc. Am. **40**, 326—328 (1950); см. также реферат УФН **47**, вып. 2, 146 (1952).
4. Г. С. Горелик, ДАН **83**, № 4, 549—552 (1952).
5. И. Я. Брусин, Г. С. Горелик и С. А. Пиковский, ДАН **83**, № 4, 553—556 (1952).
6. И. Л. Бернштейн, ДАН **75**, № 5, 635—638 (1950).
7. S. Tolansky and W. Bardsley, Proc. Phys. Soc. 6413, 224 (1951).