СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gibbs H. M., McCall S. L., Venkatesan T. N. C. Optically bistable devices: the basic components of all-optical systems? // Opt. Eng.—1980.—19, N 4.—P. 463.
2. Abraham E., Smith S. D. Optical bistability and related devices // Rep. Prog. Phys.—1982.—45, N 8.—P. 815.
3. Felber F. S., Marburger J. H. Theory of nonresonant multistable optical devices // Appl. Phys. Lett.—1976.—28, N 5.—P. 731.
4. Soffer B. H., Dunning G. J., Owechko Y., Marom E. Associative holographic memory with feedback using phase-conjugate mirrors // Opt. Lett.—1986.—11, N 2.—P. 118.
5. Photorefractive Materials and their Applications /Ed. P. Günter, J.-P. Huignard.—Berlin: Springer-Verlag, 1989.—V. 61.
6. Tschudi T., Herden A., Goltz J. et. al. Image amplification by two- and four-wave mixing in $BaTiO_3$ photorefractive crystals // IEEE J. Quant. Electron.—1986.—QE-22, N 7.—P. 1493.
7. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков // УФН.—1979.—129, вып. 1.
8. Казанцев А. П., Раутиан С. Г., Сурдутович Г. И. Теория газового лазера с нелинейным поглощением // ЖЭТФ.—1968.—54, вып. 5.
9. Гиббс X. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света.—М.: Мир, 1988.

Поступило в редакцию 16 июня 1989 г.

УДК 621.378 : 681.33

Л. А. Борыняк, П. М. Меднис

(Новосибирск)

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ДИФРАКЦИИ ФРЕНЕЛЯ

Рассмотрен новый способ измерения длины волны излучения, а также новый метод контроля линейных размеров объектов. Точность измерения длины волны не выходит за пределы известных методов и носит, скорее, методический характер. Контроль линейных размеров объектов основан на относительно чувствительной связи между продольным изменением положения экрана и изменением ширины щели или диаметра отверстия. Так, при микронном изменении поперечных размеров продольное изменение — порядка миллиметра.

1. При исследовании дифракции света на основе дифракционного интеграла Френеля — Кирхгофа рассматриваются два предельных случая — дифракция Фраунгофера и дифракция Френеля. В первом случае зависимость фазы волны от радиуса-вектора, определяющего положение элементарного вторичного источника света, линейна. В случае дифракции Френеля разложение фазы обычно обрывается на членах второй степени [1]. В экспериментальной оптике чаще используется простой случай дифракции Фраунгофера. Дифракция Френеля рассматривается в основном в учебной литературе с точки зрения зонной теории [2, 3]. Интересен случай, когда в геометрических пределах отверстия укладывается более одной зоны Френеля. Тогда дифракционная картина наиболее четко просматривается также в геометрических пределах отверстия. Если число зон Френеля невелико, то просматривается также дифракция света вне пределов отверстия, которая при сужении отверстия переходит в дифракцию Фраунгофера. В связи с этим возникает проблема классификации наблюдаемой дифракционной картины. Видимо, было бы удобнее определить дифракцию Френеля по наблюдаемой дифракционной картине в геометрических пределах отверстия, а дифракцию Фраунгофера по дифракции, наблюдаемой вне геометрических пределов отверстия. Конечно, ряд оговорок приходится подразумевать и в этом случае.

Цель настоящей работы — указать на принципиальную возможность получения практической информации по дифракции Френеля в ее исходном широком смысле слова в ситуации одновременной визуализации дифракции Френеля и Фраунгофера, как это оговорено выше.

Интенсивность света в этом случае — довольно сложная функция параметров отверстия. В частности, для щели интенсивность как функция ширины щели имеет сложный квазипериодический характер. При подходящих аппроксимациях она может быть надежно идентифицирована, в частности, с помощью ЭВМ. Если ее сопоставить с экспериментальными данными при соответствующем динамическом фотометрировании интенсивности как функции ширины щели, то из этого сравнения можно найти длину волны излучения или ширину щели с высокой степенью точности. Для круглого отверстия аналогичная задача более сложна и, насколько нам известно, с этой точки зрения ранее не рассматривалась.

2. Пусть плоскость щели, образованной двумя симметрично расположенными полуплоскостями, совпадает с плоскостью xy правой прямолинейной системы координат xyz, причем ось x перпендикулярна, ось y параллельна щели, а ось z перпендикулярна плоскости щели. Начало координат 0 выберем посередине щели, ширина которой равна d. Далее, пусть точечный источник света расположен в области $z < 0$ в точке P_0 на расстоянии r' от начала координат. Точка наблюдения P лежит в плоскости, параллельной плоскости xy, на линии MP, параллельной линии $0X$, а точка M лежит на оси z в области $z > 0$ на расстоянии s' от начала координат. Ограничимся условиями наблюдения, при которых $s' >> x$, где x — координата точки наблюдения, отсчитанная от точки M. Выполнены также условия $d << s', r'$.

При указанных ограничениях общие формулы [1] могут быть конкретизированы. Интенсивность света при дифракции на щели равна

$$I = \frac{1}{2}I_0\left\{[C(\tau_+) + C(\tau_-)]^2 + [S(\tau_+) + S(\tau_-)]^2\right\}. \tag{1}$$

Здесь функции $C(\tau)$ и $S(\tau)$ — интегралы Френеля, определенные соотношениями

$$C(\tau) = \int_0^\tau \cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right)dt,\ S(\tau) = \int_0^\tau \sin\left(\frac{\pi}{2}t^2\right)dt. \tag{2}$$

Параметры $\tau_\pm$ вычисляются из формулы

$$\tau_\pm = \sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\left(\frac{d}{2} \pm x\right), \tag{3}$$

где λ — длина волны, а приведенное расстояние R определено соотношением

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r'} + \frac{1}{s'}. \tag{4}$$

Величина I_0 — интенсивность падающего света в начале выбранной системы координат. При $r' \to \infty$ имеем случай плоской волны интенсивности I_0 [3].

Конкретный анализ выражения (1) основан на аппроксимациях интегралов Френеля, приведенных в [4]:

$$C(\tau) = 0{,}5 + f(\tau)\sin\left(\frac{\pi}{2}\tau^2\right) - g(\tau)\cos\left(\frac{\pi}{2}\tau^2\right),$$

$$S(\tau) = 0{,}5 - f(\tau)\cos\left(\frac{\pi}{2}\tau^2\right) - g(\tau)\sin\left(\frac{\pi}{2}\tau^2\right), \tag{5}$$

где в области $0 \le \tau < \infty$ с точностью $2 \cdot 10^{-3}$

8*

$$
\begin{cases}
f(\tau) = \dfrac{1 + 0{,}926\tau}{2 + 1{,}792\tau + 3{,}104\tau^2}\,, \\
g(\tau) = \dfrac{1}{2 + 4{,}142\tau + 3{,}492\tau^2 + 6{,}670\tau^3}\,.
\end{cases}
\tag{6}
$$

Существуют и более точные аппроксимации [4]. На основе формул (3), (5) и (6) интенсивность (1) может быть проанализирована в области $\tau > 0$. Нетруд-

$$g(-\tau) = \cos\left(\frac{\pi}{2}\tau^2\right) + \sin\left(\frac{\pi}{2}\tau^2\right) - g(\tau)\,.$$

Рассмотрим далее точку наблюдения $x = 0$, лежащую напротив середины щели. С учетом (3) интенсивность (1) зависит от положительного параметра

$$\tau = \frac{d}{2}\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\,, \tag{8}$$

пропорционального ширине щели d.

Пусть τ_1 и τ_2 — два произвольных значения параметра τ, соответствующих ширинам щели d_1 и d_2. Тогда из (8) получаем

$$\lambda = \frac{d_2^2 - d_1^2}{2R(\tau_2^2 - \tau_1^2)}\,. \tag{9}$$

Значения параметра τ могут быть определены с любой желаемой точностью, зависящей, однако, от выбора аппроксимирующих функций (6). Приведенное расстояние (4) в условиях обычного эксперимента — не менее метра. Поэтому точность измерения R достаточно выбрать равной 10^{-3} м. В силу известной математической теоремы вопрос о точности измерения разности $d_2^2 - d_1^2$ сводится к точности измерения изменения ширины щели $\Delta d = d_2 - d_1$. Точности не менее 10^{-6} м можно достичь не только подходящим фазовым методом, но и даже с помощью калиброванного микрометрического винта. В том случае, когда величина R трудно измерима, необходимо проделать две серии измерений с различными величинами R и выразить результат через более точно измеряемые значения разности ΔR. Проще это сделать в том случае, когда падающая на щель волна плоская.

Таким образом, получив экспериментальную кривую распределения интенсивности в точке наблюдения $x = 0$ как функцию ширины щели d и сопоставив ее с теоретической кривой, построенной с помощью указанных аппроксимаций интегралов Френеля, можно по контролируемым значениям ширины щели d_1 и d_2 найти соответствующие им значения τ_1 и τ_2 и при известном R вычислить длину волны света. При визуальной процедуре сопоставления этих кривых удобными оказываются экстремальные точки. При электронном фотометрировании результаты более эффективны в точках перегиба. Если точка наблюдения не в центре, т. е. $x \neq 0$, более того, $|x| \geq \frac{d}{2}$, тогда мы попадаем в область дифракции Фраунгофера. Ситуация сложнее, так как функция (1) теперь зависит от двух параметров τ_+ и τ_-, независимых друг от друга. В этом случае можно построить поверхность интенсивности $I = I(\tau_+, \tau_-)$ и указать для каждой точки этой поверхности численные значения величин τ_+ и τ_-. При изменении ширины щели интенсивность в точке x будет меняться, что соответствует движению изображающей точки по поверхности интенсивности. Сопоставив экспериментальные и теоретические значения интенсивности, можно и теперь воспользоваться формулой (9). При этом в качестве параметра τ следует взять полусумму параметров τ_+ и τ_-, соответствующих двум значениям ширины щели. Отметим, что в рассматриваемой области количество экстремумов на единицу длины велико, если в области геометрической тени просматривается небольшое число экстремумов интенсивности. Это число экстремумов значительно изменяется при изменении ширины щели.

Пусть теперь длина волны задана. В этом случае при некотором значении τ, соответствующем максимуму или минимуму интенсивности, формула (8) позволяет связать изменение ширины щели Δd с изменением приведенного расстояния ΔR:

$$\Delta R = \frac{d\Delta d}{\lambda\tau^2}. \tag{10}$$

Так, при $\Delta d = 10^{-6}$ м, $d = 10^{-3}$ м, $\lambda = 0{,}63 \cdot 10^{-6}$ м, $\tau^2 = 1{,}46$, что соответствует первому экстремуму (максимуму), $\Delta R = 10^{-3}$ м. Это означает, что микронным изменениям ширины щели соответствует миллиметровый сдвиг положения плоскости наблюдения для восстановления первого максимума интенсивности.

Учитывая то, что с выражением (1) можно сопоставить известную векторную диаграмму — спираль Корню, нетрудно адаптировать предыдущие факты и для случая узкой полоски, расположенной вместо щели, на которой происходит дифракция света. В этом случае формула (10) позволяет контролировать ширину полоски с микронной точностью. Соображения, приведшие к формуле (9), остаются в силе и в случае полоски.

3. Расположим теперь вместо щели круглое отверстие радиусом a таким образом, чтобы начало координат было в центре отверстия, а плоскость xy совпадала с плоскостью отверстия. Точечный источник света расположен так же, как и в случае щели. Отрезок $P_0 0 = r'$. Точка наблюдения P лежит в плоскости, параллельной плоскости xy. Расстояние до нее $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ отсчитывается от точки M, лежащей на оси z, в области $z > 0$. Отрезок $OM = s'$. Ограничимся условиями наблюдения, при которых выполнено условие $s' >> r$. Предполагается также, что $a << s', r'$. В этом случае дифракционный интеграл равен

$$U(P) = C\int_0^a \int_0^{2\pi} \exp[-ik\rho w\cos\theta + \frac{ik\rho^2}{2R}]\,\rho d\rho d\theta, \tag{11}$$

где интегрирование ведется в полярных координатах в пределах отверстия; C — константа, R определяется по формуле (4), $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, λ — длина волны, $w = \frac{r}{s'}$ — безразмерный параметр. Проводя интегрирование по углу θ, получаем

$$U(P) = 2\pi a^2 C\int_0^1 J_0(\mathrm{v}\rho_1)\exp\left(\frac{i}{2}u\rho_1^2\right)d\rho_1, \tag{12}$$

где $J_0(\mathrm{v}\rho_1)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Безразмерные переменные u и v определены соотношениями

$$u = \frac{ka^2}{R},\ \mathrm{v} = kaw = ka\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{s'}. \tag{13}$$

Интеграл (12) с точностью до несущественных констант и знака в экспоненте перед мнимой единицей совпадает с дифракционным интегралом, возникающим в задаче распределения интенсивности света вблизи фокуса в случае дифракции на круглом отверстии сходящейся сферической волны [1]. В нашем случае, однако, параметр u является константой. Параметр v имеет такой же смысл, если вместо фокусного расстояния взять величину s'. Интеграл в (12) и, следовательно, интенсивность могут быть вычислены в функциях Ломмеля аналогичным образом. Для интенсивности имеем два эквивалентных выражения:

$$I = \left(\frac{2}{u}\right)^2 \left[U_1^2(u,\mathrm{v}) + U_2^2(u,\mathrm{v})\right] I_0 \tag{14}$$

и

$$I = \left(\frac{2}{u}\right)^2 \left[1 + V_0^2(u,\mathrm{v}) + V_1^2(u,\mathrm{v}) - 2V_0(u,\mathrm{v})\cos\left\{\frac{1}{2}\left(u + \frac{\mathrm{v}^2}{u}\right)\right\} - \right.$$
$$\left. - 2V_1(u, \mathrm{v})\sin\left\{\frac{1}{2}\left(u + \frac{\mathrm{v}^2}{u}\right)\right\}\right] I_0. \tag{15}$$

Здесь I_0 — интенсивность падающего излучения в центре отверстия. Функции $U_n(u, \mathrm{v})$ и $V_n(u, \mathrm{v})$ соответственно для индексов $n = 1,2$ и $n = 0,1$ суть функции Ломмеля, определенные следующим образом:

$$\begin{cases} U_n(u, \mathrm{v}) = \sum\limits_{s=0}^{\infty}(-1)^s\left(\dfrac{u}{\mathrm{v}}\right)^{n+2s} J_{n+2s}(\mathrm{v}), \\ V_n(u, \mathrm{v}) = \sum\limits_{s=0}^{\infty}(-1)^s\left(\dfrac{\mathrm{v}}{u}\right)^{n+2s} J_{n+2s}(\mathrm{v}) \end{cases} \tag{16}$$

и представляющие собой ряды функций Бесселя.

Формулой (14) удобно пользоваться при $u/\mathrm{v} < 1$, т. е. в области геометрической тени, а формулой (15) — при $u/\mathrm{v} > 1$, что соответствует освещенной области. Это связано с различной быстротой сходимости рядов (16). Тем не менее формулы (14) и (15) сложны для анализа произвольного случая. Рассмотрим поэтому некоторые частные случаи.

При $u \ll \mathrm{v}$ можно в (14) формально положить $u = 0$. Тогда интенсивность равна

$$I(0, \mathrm{v}) = \left[\frac{2J_1(\mathrm{v})}{\mathrm{v}}\right]^2 I_0, \tag{17}$$

что соответствует дифракции Фраунгофера. При $\mathrm{v} = 0$, т. е. для случая наблюдения результата дифракции напротив центра отверстия, получаем

$$I(u, 0) = \left(\frac{\sin\frac{u}{4}}{\frac{u}{4}}\right)^2 I_0. \tag{18}$$

Эта формула определяет интенсивность как функцию радиуса отверстия a. Определив параметр $\tau = \sqrt{u/\pi}$ с учетом (13), можно записать формулу (8), в которой $d/2$ заменено на a. Это позволяет почти полностью повторить соображения, приведшие к формуле (9). Поэтому для длины волны можно записать

$$\lambda = \frac{2\pi(a_2^2 - a_1^2)}{R(u_2 - u_1)}. \tag{19}$$

Другой аспект связан с относительной чувствительностью выражения (18) к изменению параметра a аналогично случаю со щелью. Первый нуль функции (18) удовлетворяет условию $u/4 = \pi$, что с учетом (13) дает $a^2 = 2\lambda R$. Отсюда

$$\Delta R = \frac{a}{\lambda}\Delta a. \tag{20}$$

При $\Delta a = 10^{-6}$ м, $a = 10^{-3}$ м, $\lambda = 0{,}63 \cdot 10^{-6}$ м $\Delta R = 1{,}6 \cdot 10^{-3}$ м. Таким образом, микронным изменениям радиуса отверстия соответствует миллиметровый сдвиг положения плоскости наблюдения для восстановления первого нуля интенсивности.

При $u = v$ интенсивность также имеет простой вид

$$I(u, u) = \frac{1 - 2J_0(u)\cos u + J_0^2(u)}{u^2} I_0 \qquad (21)$$

и может быть использована вместо (17).

В общем случае формулы (14) и (15) определяют двупараметрическое представление интенсивности независимых параметров (13). Анализ их более сложен, чем в случае щели.

4. Рассмотренные вопросы дифракции света позволяют сделать два практических предложения. Первое связано с новым способом измерения длины волны. В настоящее время это не является актуальным, поскольку существует много иных методов измерения длины волны, обеспечивающих ту же точность. Поэтому этот вопрос можно рассматривать как методический. Второе предложение связано с новым методом контроля линейных размеров. На основе формул (10) и (20) можно контролировать микронные изменения линейных размеров щели, полоски или диаметров отверстия. С этой же точностью можно контролировать и отклонения от параллельности щели и полоски, а также эллиптичность отверстия. Для калиброванных щели, полоски или отверстия, укрепленных на поверхности деформируемого тела, нетрудно придумать соответствующий датчик деформаций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.—М.: Наука, 1970.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики (оптика).—М.: Наука, 1980.
3. Дитчберн Р. Физическая оптика.—М.: Наука, 1965.
4. Справочник по специальным функциям /Под ред. М. Абрамовиц, И. Стиган.—М.: Наука, 1979.

Поступило в редакцию 26 июля 1991 г.

УДК 681.327

В. Г. Лукин, В. С. Фалько, Д. Е. Вязовкин

(Уфа)

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТР МИ-1201«В» В РЕЖИМЕ РЕЗОНАНСНОГО ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ

Описан автоматизированный масс-спектрометр резонансного захвата электронов на базе промышленного спектрометра положительных ионов. Приведены блок-схема экспериментальной установки и принципиальная схема платы блока дискретной развертки по энергии электронов, находящейся под потенциалом источника ионов. Описаны режимы работы и программное обеспечение спектрометра.

Введение. Масс-спектр резонансного захвата электронов (РЗЭ) представляет собой набор кривых эффективного выхода (КЭВ) различных значений m/z в трехмерном измерении: массовое число, интенсивность, энергия электронов. Основными причинами, затрудняющими в настоящее время широкое применение масс-спектрометрии РЗЭ для решения аналитических, экологических и научных задач, являются определение массовых чисел ионов из-за малолинейчатости масс-спектра [1] и возможность быстрой его записи с