

УДК 535.3; 535.4

МЕТОД ИНТЕРФЕРЕНЦИИ НА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКЕ (МЕТОД АТНАШЕВА) (Часть IV)

В.Б.Атнашев, А.В.Атнашев, П.В.Атнашев, А.С.Боярченков
Негосударственное образовательное учреждение
"Уральский технологический университет" (НОУ УТУ)
620049, Екатеринбург, Мира, 23, оф.213
info@utu.ru

Поступила в редакцию 3 сентября 2001 г.; после доработки 20 октября 2001 г.

Рассмотрены дифракционные явления на фоточувствительной решетке спектрофотометра. Обоснована целесообразность применения двухполупериодной фоточувствительной решетки.

Атнашев Виталий Борисович – кандидат технических наук, ректор негосударственного образовательного учреждения "Уральский технологический университет", член-корреспондент Российской экологической академии.

Область научных интересов: спектральный анализ и экологический мониторинг.
Автор более 70 научных публикаций и изобретений.

Атнашев Алексей Витальевич – исполняющий обязанности младшего научного сотрудника негосударственного образовательного учреждения "Уральский технологический университет".

Область научных интересов: спектральный анализ и химические технологии.
Автор четырех научных публикаций.

Атнашев Павел Витальевич - исполняющий обязанности младшего научного сотрудника негосударственного образовательного учреждения "Уральский технологический университет".

Область научных интересов: спектральный анализ и информационные технологии.
Автор пяти научных публикаций.

Боярченков Алексей Сергеевич – исполняющий обязанности младшего научного сотрудника негосударственного образовательного учреждения "Уральский технологический университет".

Область научных интересов: спектральный анализ и оптоэлектроника.
Автор трех научных публикаций.

Данная работа является продолжением исследований [1-4], посвященных изучению спектральных характеристик спектрофотометра, базирующегося на предложенном методе.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Фоточувствительная решетка спектрофотометра как дифракционная решетка.

В работе [1] мы сделали достаточно грубое допущение о том, что дифракционные эффекты в предлагаемом спектрофотометре не будут иметь

места. При этом исключили из рассмотрения такие хорошо известные явления, как дифракцию на прозрачной ступеньке и дифракцию на решетке со штрихами, частично ослабляющими световое излучение [5].

Это допущение позволило авторам сосредоточиться на изучении предложенного спектрофотометра, прежде всего, как интерферометра. Дальнейшие исследования [2-4] показали, что заявленный метод может иметь в будущем практический интерес, поэтому созрела необходи-

мость и в изучении возможного влияния дифракции на спектральные характеристики метода.

Так как фоточувствительная решетка представляет собой периодическую решетчатую структуру, выполненную из частично пропускающего фоточувствительного слоя, то при прохождении через нее светового излучения дифракция может проявляться следующим образом.

I. Дифракция, обусловленная фазовым сдвигом световых потоков, проходящих через прозрачные полосы и фоточувствительные штрихи. При этом фазовый сдвиг обусловлен тем, что подложка из прозрачного материала, на которую нанесена решетка, имеет один коэффициент преломления, а штрихи решетки, выполненные из частично пропускающего фоточувствительного слоя заданной толщины, имеют другой коэффициент преломления. Интенсивность дифракционного разложения в этом случае уменьшается при уменьшении толщины фоточувствительного слоя, уменьшении разницы в коэффициентах преломления материала штрихов и полос, например, за счет выполнения штрихов и полос из одного материала (ниже будет рассмотрен такой практический вариант).

II. Дифракция на прозрачной ступеньке. Для оценки возмущающего действия ступеньки, приводящего к дифракционному разложению, представим ступеньку как две смещенные на толщину фоточувствительного слоя поверхности, на которых расположены источники вторичных световых волн (рис. 1). Сделаем допущение, что на границе ступеньки упомянутые источники светового излучения расположены на обеих поверхностях, но амплитуда их излучения уменьшена вдвое по сравнению с соседними.

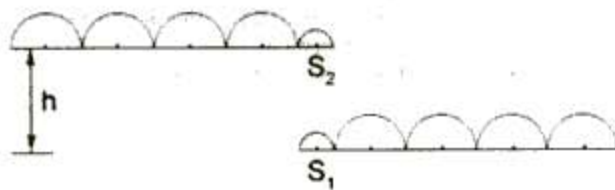


Рис. 1. Представление источников вторичных световых волн на прозрачной ступеньке

Далее, рассмотрим интерференцию волн, распространяющихся от двух источников, аналогично тому, как это сделано в работе [6].

Имеем два источника S_1 и S_2 , удаленные друг от друга на расстояние, равное толщине фоточувствительного слоя h и высоте прозрачной ступеньки. Каждый источник излучает волну с угловой частотой ω и амплитудой $a/2$. Волновые

фронты приходят в точку P , достаточно удаленную от источников S_1 и S_2 , со смещением (рис. 2).

$$s_1 = a/2 \cdot \sin(\omega t - kx_1), \quad (1)$$

$$s_2 = a/2 \cdot \sin(\omega t - kx_2 - \delta_0), \quad (2)$$

где t – время; k – волновой вектор ($k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны); x_1 и x_2 – расстояния от источников S_1 и S_2 до точки P ; δ_0 – разность фаз сигналов, выходящих из источников S_1 и S_2 , равная $n\pi k$, n – коэффициент преломления прозрачной ступеньки (в расчетах брали $n = 1,5$).

Разность фаз между сигналами в точке P

$$\delta = \delta_0 - k(x_2 - x_1) = \delta_0 - 2\pi/\lambda (x_2 - x_1). \quad (3)$$

Найдем интенсивность излучения в точке P . Для этого найдем полное смещение

$$s = s_1 + s_2 = \frac{a}{2} [\sin(\omega t - kx_1) + \sin(\omega t - kx_2 - \delta_0)] = a \cdot \sin\left(\omega t - \frac{k(x_1 + x_2) - \delta_0}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{k(x_2 - x_1) + \delta_0}{2}\right). \quad (4)$$

При измерении интенсивности s^2 в точке P в моменты времени t , соответствующие значению

$$\sin\left(\omega t - \frac{k(x_1 + x_2) - \delta_0}{2}\right) = 1$$

получим

$$s^2 = a^2 \cos^2\left(\frac{k(x_2 - x_1) + \delta_0}{2}\right) = a^2 \cos^2\left(\frac{\pi(x_2 - x_1)}{\lambda} + \frac{\delta_0}{2}\right). \quad (5)$$

Выразим разницу $(x_2 - x_1)$ через толщину фоточувствительного слоя h , полярный угол β и расстояние x_1 от источника S_1 до точки P (рис. 2).

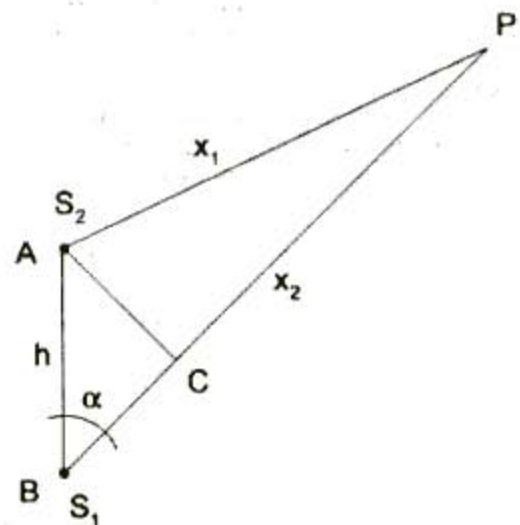


Рис. 2. Интерференция в точке P от двух одинаковых источников S_1 и S_2 , отстоящих друг от друга на толщину фотослоя h

Для этого найдем BC и CP

$$BC = AB \cdot \cos \alpha = h \cdot \cos \alpha. \quad (6)$$

$$CP = \sqrt{AP^2 - AC^2} = \sqrt{AP^2 - (AB \cdot \sin \alpha)^2} = \sqrt{x_1^2 - h^2 \cdot \sin^2 \alpha}. \quad (7)$$

Откуда

$$BC + CP = h \cdot \cos \alpha + \sqrt{x_1^2 - h^2 \cdot \sin^2 \alpha} = x_2. \quad (8)$$

$$x_2 - x_1 = h \cdot \cos \alpha + \sqrt{x_1^2 - h^2 \cdot \sin^2 \alpha} - x_1. \quad (9)$$

Подставив найденное значение в выражение (5), получим

$$s^2 = a^2 \cos^2 \left[\frac{\pi}{\lambda} \left(h \cdot \cos \alpha + \sqrt{x_1^2 - h^2 \sin^2 \alpha} - x_1 \right) + \frac{\delta_0}{2} \right]. \quad (10)$$

Учитывая, что толщина ступеньки пренебрежимо мала ($\sim 0,1$ мкм) по сравнению с расстоянием до точки P (~ 1 см), можем пренебречь вторым слагаемым в подкоренном выражении, при этом становится очевидным, что на больших расстояниях от решетки до точки P зависимость от этого расстояния исчезает, что и следовало ожидать. В результате выражение (10) приобретает простой вид:

$$s^2 = a^2 \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot h \cdot \cos \alpha}{\lambda} + \frac{\delta_0}{2} \right). \quad (11)$$

На рис.3 представлена диаграмма направленности светового излучения, прошедшего прозрачную ступеньку, при различных значениях толщины фоточувствительного слоя h .

1. $h = \lambda$. Источник S_2 отстоит от источника S_1 на расстояние, равное λ . Разность фаз в этом случае $\delta_0 = 2\pi$. Выражение (11) примет вид

$$s^2 = a^2 \cos^2 (\pi \cdot \cos \alpha + \pi). \quad (12)$$

Диаграмма направленности представлена на рис.3а.

2. $h = \lambda / 1,5$. Источник S_2 отстоит от источника S_1 на расстояние, равное $\lambda / 1,5$. Разность фаз $\delta_0 = (4/3)\pi$. Запишем выражение (11) для этого случая.

$$s^2 = a^2 \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \cos \alpha + \frac{2\pi}{3} \right). \quad (13)$$

В этом случае диаграмма направленности в виде двух перпендикулярных диполей представлена на рис.3б.

Аналогично рассмотрим диаграмму направленности при толщине фоточувствительного слоя h меньшем $\lambda / 1,5$ (рис.3в, г).

При этом отчетливо наблюдается, как зона дифракционного возмущения "отодвигается" от фоточувствительной решетки при уменьшении толщины фоточувствительного слоя h (рис.3г).

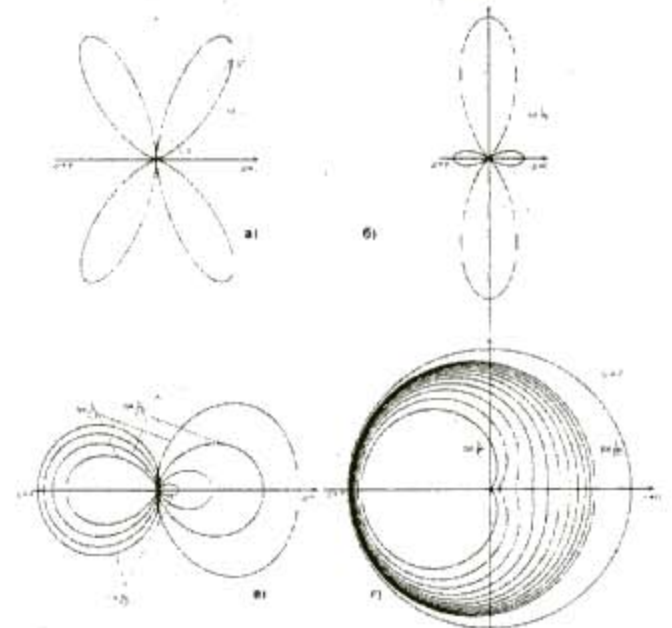


Рис. 3. Диаграммы направленности светового излучения, прошедшего прозрачную ступеньку при различных значениях h (при $n=1,5$)

Полученный результат имеет практическое значение, так как уменьшая толщину фоточувствительного слоя и располагая отражающее зеркало как можно ближе к плоскости фоточувствительной решетки можно свести к минимуму влияние дифракционного разложения. И, если интерференция в виде стоячей световой волны имеет место на всем пространстве от плоскости отражающего зеркала до источника когерентного излучения, то дифракционное разложение начинает проявляться лишь на определенном расстоянии от фоточувствительной решетки. Общность же этих процессов хорошо выделил Г.Пейн отметив, что "различие между интерференцией и дифракцией заключается просто в масштабе, а не в физике явления" [6].

III. Дифракция на фоточувствительной решетке со штрихами, частично ослабляющими световое излучение.

Самый простой вариант фоточувствительной решетки спектрофотометра, уже реализованный практически, представляет собой решетку, содержащую штрихи, выполненные из частично пропускающего фотоэлектрического слоя, а также полосы, расположенные между штрихами и полностью пропускающие световое излучение. Для удобства рассмотрения примем, что фоточувствительные штрихи и полосы между ними лежат в

одной плоскости. Такая решетка представляет собой амплитудную решетку, в которой за счет изменения функции пропускания [7] по ширине соседних штрихов и полос имеет место дифракционное разложение. Оценим, какая часть светового потока участвует в этом явлении. Для этого воспользуемся законом Бугера-Ламберта [8]

$$I = I_0 \cdot e^{-qh}, \quad (14)$$

где I_0 и I – интенсивности падающего и прошедшего поглощающий слой светового излучения; q – коэффициент поглощения; h – толщина поглощающего слоя.

Примем коэффициент поглощения для фотоэлектрического слоя близким к коэффициенту поглощения диэлектриков, т.е. $q \sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ [8], а толщину указанного слоя для этого и последующих расчетов зададим как четверть световой волны λ т.е. приблизительно 100 нм.

Тогда доля светового потока, претерпевшего дифракционное разложение, равна

$$\frac{I_0 - I}{I_0} = 10^{-6} \% . \quad (15)$$

Практически эта продифрагировавшая часть излучения не влияет на регистрируемый электрический сигнал, пропорциональный всему световому потоку, проходящему через фоточувствительную решетку.

Второй вариант фоточувствительной решетки, подлежащий рассмотрению – это решетка со штрихами и полосами, выполненными из частично пропускающего фотоэлектрического слоя, у которых коэффициент поглощения и коэффициент электропроводности по ширине соседних штрихов и полос изменяется синусоидально. Целесообразность практического применения этого типа решетки будет рассмотрена ниже.

Такая решетка представляет собой амплитудную синусоидальную решетку, в которой дифракционное разложение имеет место за счет синусоидального изменения функции пропускания.

Также оценим, какая часть светового потока участвует в дифракционном разложении.

В начале рассмотрим граничный случай. Примем, что коэффициент поглощения в центральной части полосы равен коэффициенту поглощения металла, т.е. $q = 10^4 \text{ см}^{-1}$ [8]. Сразу отметим, что в этом случае полосы можно рассматривать как низкоомные токопроводящие электроды.

Для этого случая

$$\frac{I_0 - I}{I_0} = 9,52 \% . \quad (16)$$

т.е. продифрагировавшая часть излучения оказывает значительное влияние на результаты измерений всего светового потока.

Более интересным может стать случай выполнения полос решетки в качестве высокоомных токопроводящих электродов. Так как удельное сопротивление фотоэлектрического слоя составляет сотни МОм/см, то, для равномерного съема фототока со всех штрихов решетки достаточно иметь удельное сопротивление электродов порядка сотни кОм/см. Практически такой вариант можно реализовать, например, путем выполнения высокоомных электродов за счет термодиффузии меди в слой CdS [9]. Для вычисления доли продифрагировавшего светового излучения в этом случае примем коэффициент поглощения в центральной части полосы как среднее значение уже рассмотренных коэффициентов, т.е. $q = 1 \text{ см}^{-1}$.

Тогда

$$\frac{I_0 - I}{I_0} = 0,01 \% . \quad (17)$$

т.е. регистрируемый электрический сигнал может быть искажен на 0,01% из-за дифракции на фоточувствительной решетке. Это вполне удовлетворительный результат для практического использования такой решетки.

Применение двухполупериодной фоточувствительной решетки

Рассмотрим теперь более подробно, какие преимущества дает применение двухполупериодной решетки и предпосылки для ее создания.

Как следует из предыдущей работы [4], в целом задача разложения света на спектральные составляющие посредством данной установки сводится к задаче разложения системы интерференционных полос на элементарные структуры, соответствующие системам полос при освещении установки монохроматическим светом. Эту задачу можно решать различными способами. Общим для всех способов будет следующее.

Предположим, что система интерференционных полос ориентирована так, что все светлые и темные линии параллельны углу клина. При этом всю систему полос можно описать, взяв лишь зависимость освещенности от координаты y (срез картины вдоль оси y). Дальнейшее рассмотрение задачи зависит от выбора метода обработки полученной дискретной зависимости. Одним из применимых методов является нахождение кросс-корреляции [10] установленной зависимости с зависимостями, полученными прямым расчетом либо экспериментальной регистрацией системы полос для монохроматического света.

Сущность этого метода выражается формулой [10]

$$C(y) = \int_y^{y+l} f(q)g(q-y)dq. \quad (18)$$

Значение найденной функции кросс-корреляции $C(y)$ в данной точке представляет собой степень "похожести" снятой зависимости $f(y)$ на эталонную $g(y)$ ($f(y)$ определена на интервале $(y, y+l)$; $g(y)$ – на $(0, l)$). Нужно заметить, что в нашем случае, согласно [4], эталонная картина представляет собой не одиночный импульс, а периодически повторяющуюся зависимость. Это позволяет сделать предположение о том, что полученный алгоритм обработки будет напоминать разложение на коэффициенты Фурье [11].

В попытке построения соответствующей экспериментальной установки мы столкнулись еще с одной проблемой. Различие между шириной интерференционной полосы при приемлемом числе полос на клин и минимальной шириной полос и штрихов фоточувствительной решетки не превышало одного порядка. Понятно, что достаточную детализацию картины при этом получить достаточно сложно. Для решения этой проблемы часть алгоритма преобразования, а именно, выделение данной спектральной составляющей посредством интегрирования по полосе и суммирования токов как откликов на освещенность, была реализована аппаратно. По сути, суммирование токов – это соответствующее параллельное соединение штрихов, а интегрирование происходит по ширине одного штриха. При технологии производства решетки методом фотолитографии, как совокупности полос и штрихов, нет возможности варьировать толщину фоточувствительного слоя по решетке, поэтому от реализации истинно синусоидальной эталонной функции на практике пришлось пока отказаться. Таким образом, создается шаблон, а значит, и решетка, в соответствии с эталонной функцией для каждой исследуемой длины волны. При этом выбирается среднее значение эталонной функции – threshold – порог для отображения, и если значению эталонной функции лежит ниже его, то фоточувствительное покрытие снимается, если выше – остается. Таким образом, на поверхности клина создается решетка, состоящая из чередующихся одинаковых штрихов и полос. Все штрихи соединены по краям хорошим проводником (металлическим индием) для суммирования токов. Такая решетка в нашей терминологии называется однополупериодной, поскольку использует лишь половину площади картины и отражает суть сложения только положительных «полу-

волн» картины освещенности. Этим она напоминает однополупериодный диодный выпрямитель.

Расчетная зависимость суммарного фототока от длины волны для однополупериодной решетки, состоящей из 100 штрихов, представлена на рис. 4.

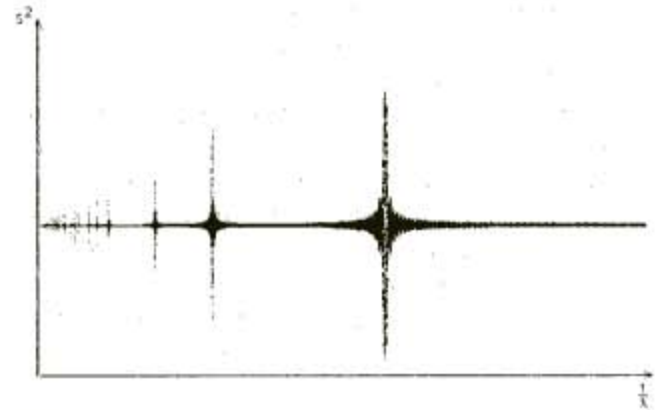


Рис. 4. Зависимость суммарного фототока от длины волны для однополупериодной решетки, состоящей из 100 штрихов

К особенностям графика можно отнести то, что он, во-первых, имеет постоянную аддитивную составляющую, а, во-вторых, имеет отклик на частотах, кратных основной. Первое связано с тем, что интерференционная картина для длины волны не кратной той, для которой построена решетка, создает, по сути, однородную освещенность, и в пределе для решетки бесконечной длины с бесконечным количеством полос результат не будет зависеть от длины волны исследуемого света (важно лишь, чтобы она не была кратной той, для которой решетка построена), и измеряемый ток будет равен фототоку, соответствующему данной интенсивности падающего света, умноженному на некоторый коэффициент пропорциональности. Можно легко показать, что этот коэффициент равен 1 (не учитывая потерь в стекле и коэффициента пропускания штриха). В самом деле, допустим, что на плоскость, покрытую фоточувствительным слоем, падает свет и равномерно освещает этот слой, вызывая в цепи фототок I . Далее этот свет, пройдя через фотослой, клин и отразившись от зеркала, осветит фотослой с другой стороны. Естественно, на поверхности фотослоя вследствие интерференции создается картина освещенности, но как известно, в стоячей волне энергия лишь перераспределяется, и поэтому фототок в цепи должен быть равен $2I$. Далее, поскольку в однополупериодной решетке используется лишь половина площади картины, а так же поскольку штрихи решетки и полосы картины освещенности не создают регулярной картины, значение фототока будет равно I В слу-

чае кратных длин волн, картина освещенности и решетка при наложении создадут регулярную картину, и значение фототока может быть вычислено аналогичным способом. На графике зависимости фототока от длины волны рассматриваемое регулярное наложение будет соответствовать бесконечно тонким, но конечной высоты максимумам на длинах волн, кратных номинальной для данной решетки.

Нужно заметить, что вышеприведенные выводы справедливы для решетки с бесконечным числом штрихов. В реальном же случае решетка имеет достаточно небольшое число штрихов – порядка нескольких десятков, это приводит к уменьшению добротности установки. Очевидно, что такого острого «пика» на кратных длинах волн не будет, а для небольшого числа полос этот максимум будет всё более и более размытым. Уже для 20 полос зависимость будет такой, как показано на рис. 5.

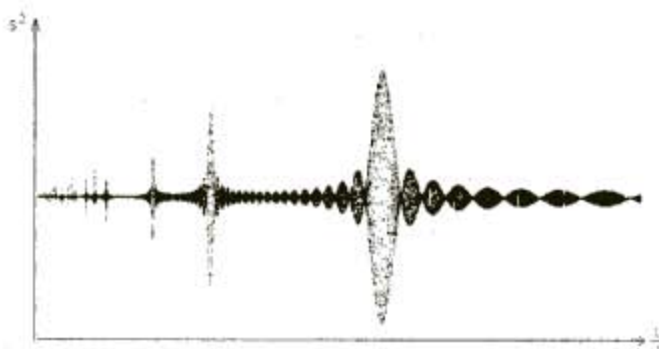


Рис. 5. Зависимость суммарного фототока от длины волны для однополупериодной решетки, состоящей из 20 штрихов

Для расчета этих зависимостей в случае конечного и небольшого числа штрихов мы применили прямой компьютерный расчет. Для рассмотрения предельного случая достаточно ограничиться лишь вышеприведенными соображениями. Прямой компьютерный расчет в рамках данной модели позволяет с достаточной точностью строить зависимости и прогнозировать результаты без реализации и исследования конкретных решеток.

Кроме всего вышесказанного, у графика (рис. 4), как можно заметить, есть еще один недостаток. Видно, что для одной длины волны диапазон значений фототока достаточно широк. Причем наибольшую ширину он имеет на номинальной длине волны для данной решетки. Для физического понимания причин этого разброса достаточно объяснить лишь возникновение максимального и минимального значений. По построению решетки, на номинальной длине волны ширина её

штрихов и полос соответствует ширине темных и светлых линий (по уровню половины интенсивности). Очевидно, что существует два предельных случая наложения: светлые полосы полностью накладываются на штрихи решетки, а темные – на полосы и наоборот. Эти предельные случаи соответствуют как раз максимальному и минимальному значениям фототока. Понятно, что такой разброс значений делает применение такой решетки практически бессмысленным. В аналогии с гармоническим разложением Фурье (с базисными функциями $f_{mn} = e^{imx}$), такая зависимость характерна для какой-то одной составляющей – для действительной или для мнимой. При этом, чтобы получить однозначное значение амплитуды спектральной линии, рассчитывают длину соответствующего полярного вектора. При таком построении решетки непонятно, каким образом получать значение для другой функции. Казалось бы, достаточно, пользуясь этой же аналогией, разместить рядом еще одну решетку, имеющую полосы сдвинутые на полширины относительно первой, но моделирование данной конструкции не принесло желаемого результата.

В развитие однополупериодной решетки нами была предложена, промоделирована и реализована новая конструкция решетки. Целью модернизации было, во-первых, наиболее полное использование площади картины, а во-вторых, получение более совершенного спектрального прибора. Изначально, новая решетка представляла собой две одинаковые решетки, разнесенные вдоль штрихов и сдвинутые так, что если интерференционные полосы соответствующего им монохроматического света освещают штрихи одной решетки, то для другой они попадут как раз в полосы решетки. Фототоки от решеток вычитаются один из другого, и от результата берется абсолютное значение. Из вышесказанного сразу же видно, что для бесконечных решеток, на некротных длинах волн, результирующее значение отклика будет равно нулю. Для конечных решеток на нерезонансных частотах отклик так же будет скомпенсирован, хотя, возможно, и не полностью – не до нуля. Математически, эту решетку так же можно представить как интегрирование зависимости освещенности от координаты с некоторой эталонной функцией, эталонная функция так же имеет вид прямоугольных импульсов, но эти импульсы теперь расположены симметрично относительно нуля. Такую решетку мы назвали двухполупериодной. Здесь теряется аналогия с выпрямителями, поскольку в последних обе полуволны алгебраически вычитаются (положительная

- (| отрицательная |), и при этом в результате при одинаковой амплитуде полуволн среднее значение будет отличным от нуля. В нашем же случае, обе полуволны **алгебраически** складываются - с учетом знаков, поэтому две полуволны, одинаковые по величине, в результате дадут ноль. Тем не менее, использование именно двух «полупериодов» позволяет считать такое название справедливым и вполне отражающим суть метода измерения.

Нужно так же заметить, что при использовании двух одинаковых двухполупериодных решеток, одна из которых сдвинута на половину ширины штриха относительно другой, уже возможно получение желаемого результата для однозначного определения интенсивности спектральной линии. В дальнейшем под значением интенсивности/фототока от двухполупериодной решетки подразумевается результат, полученный именно этим способом.

Математически, данная операция интегрирования непосредственно приближается к интегрированию для определения коэффициента Фурье. Это можно проиллюстрировать, изобразив соответствующие операции и диаграммы как показано на рис.6.

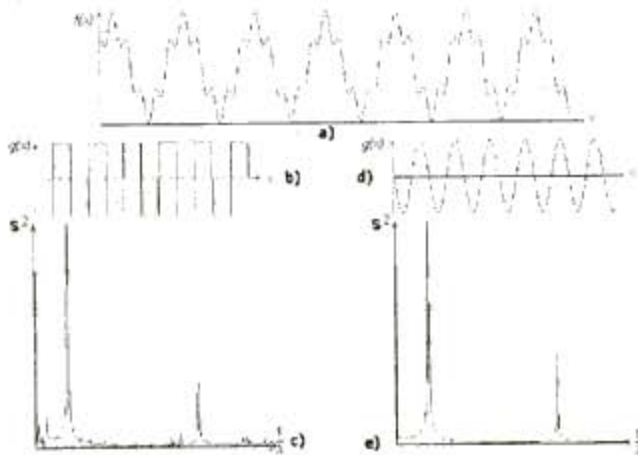


Рис.6. К иллюстрации аналогии разложения по прямоугольным импульсам и гармонического разложения:
а) – сигнал, моделирующий систему интерференционных полос для света, состоящего из двух спектральных линий разной интенсивности; б) Общий вид базисных функций для разложения по прямоугольным импульсам; в) Спектр данного сигнала при разложении по прямоугольным импульсам; д) Общий вид базисных функций для разложения по гармоническим функциям $\sin(x)$ и $\cos(x)$; е) Спектр данного сигнала при разложении по гармоническим функциям

Из иллюстрации видно, что до полного построения аппаратного преобразования Фурье осталось лишь научиться изменять толщину фоточувствительного слоя. Но даже в таком приближении - с прямоугольным профилем толщины уже

можно применять все соответствующие наработки в этой области. Отличие двух спектров заключается лишь в наличии некоторого шума, принципиально связанного с формой базисных функций.

Расчетная зависимость суммарного фототока от длины волны для двухполупериодной решетки, состоящей из 20 штрихов, представлена на рис.7.

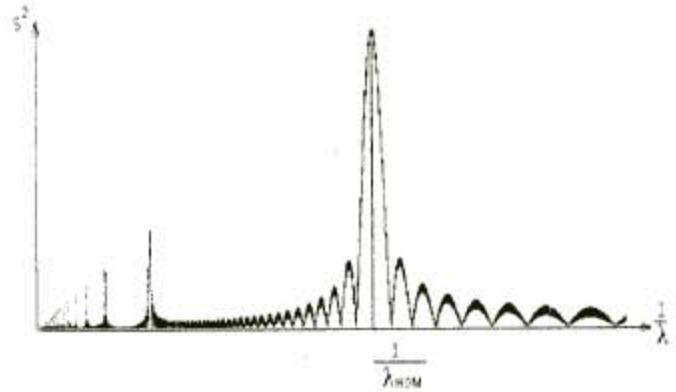


Рис.7. Зависимость интенсивности линии после обработки от длины волны для двухполупериодной решетки, состоящей из 20 штрихов

На графике видна достаточно хорошая компенсация фототоков на некратных (нерезонансных) длинах волн.

Для создания реального прибора с применением таких решеток существует еще одно препятствие, а именно, возможная неравномерность освещенности всего поля - всей плоскости картины. Выходом из этой ситуации является как можно более близкое размещение решеток друг к другу. В идеале - размещение их на одной площади. Светлые полосы накладываются на штрихи одной и на полосы другой - в соответствии с изображенным на рис.8.



Рис.8. Простейший вариант построения двухполупериодной решетки.

1 – Общий вывод; 2 – вывод от первой полурешетки; 3 – вывод от второй полурешетки

Можно предложить и еще более эффективный способ построения предлагаемой периодической решетки - как структуры, образованной системой токопроводящих электродов, помещенных на или в тонкий частично прозрачный фоточувствительный слой. при этом два из этих электродов выполнены встречно-штыревыми, а третий расположен между ними зигзагообразно, как показано на рис.9.

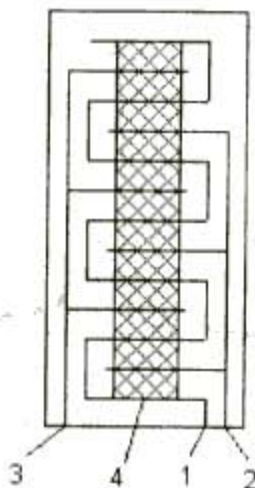


Рис.9. Более совершенный вариант построения двухполупериодной решетки:

- 1 - зигзагообразный электрод; 2,3 - встречно-штыревые электроды; 4 - рабочая область тонкого фоточувствительного слоя

Еще одним преимуществом данного решения является то, что сопротивление обеих решеток значительно уменьшается и отпадает необходимость применения высоковольтных источников питания и чувствительных наноамперметров.

Авторами также рассмотрен способ, позволяющий использовать однополупериодную решетку в качестве эквивалентной двухполупериодной. Суть метода заключается в следующем: предположим, что имеется сплошная фоточувствительная площадка и равная ей по размерам однополупериодная решетка. Помещая их поочередно на пути луча получим фототок I_{sp} (для сплошной площадки) и I_{gr1} (для решетки). Очевидно, что фототок от однополупериодной решетки, дополнительной к первой получим как $I_{gr2} = I_{sp} \cdot I_{gr1}$, а искомую разность - как $\Delta I = I_{gr2} - 2I_{gr1}$. Преимущество такого подхода заключается в том, что при использовании нескольких однополупериодных решеток на различные длины волн необходима всего одна сплошная фоточувствительная площадка. В качестве такой площадки можно использовать и двухполупериодную решетку (показанную на рис.8), получив значение $I_{gr2} = I_{gr2} + I_{gr1}$. В то же время для такого метода измерений необходимо рассчитать оптическую установку та-

ким образом, чтобы все решетки и площадка были одинаково освещены.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Изучение явления дифракции на фоточувствительной решетке

Изготовление фоточувствительных решеток. Для изучения дифракции на фоточувствительной решетке были изготовлены решетки 2-х типов. Первая - в виде решетки, описанной в работах [1-3], вторая - выполненная конструктивно так, как показано на рис.9. Обе решетки расположены на стеклянных пластинках размером 20x30x3 мм. Первая однополупериодная решетка выполнена по технологии, описанной в [1-3]. Период решетки равен 2 мм, ширина фоточувствительного штриха - 1 мм. Для изготовления второй двухполупериодной решетки вначале на стеклянную пластинку наносили тонкий фоточувствительный слой CdS при времени осаждения 30 минут и исходной концентрации используемых растворов: хлористого кадмия ($C = 0.04$ моль/л), аммиачной воды ($C = 4$ моль/л), тиомочевины ($C = 0.5$ моль/л). Затем методом фотолиза на слой CdS наносили рисунок из фоторезиста с конфигурацией, как показано на рис.9. После этого производили повторное осаждение слоя CdS при времени осаждения 1 ч 20 мин и такой же исходной концентрации используемых растворов. На следующем этапе, удалив фоторезист с помощью ацетона, получили двухполупериодную фоточувствительную решетку как структуру, образованную из толстого слоя CdS, в виде системы высокоомных токопроводящих электродов два из которых выполнены встречно-штыревыми, а третий расположен между ними и выполнен зигзагообразным, с шириной каждого электрода 1 мм. Ширина каждой фоточувствительной зоны, выполненной из тонкого слоя CdS, соответствующая половине ширины фоточувствительного штриха решетки первого типа, при этом составляла 1 мм. Период такой периодической структуры равен 4 мм.

Наблюдение дифракции на фоточувствительной решетке. Стеклянную пластинку с фоточувствительной решеткой устанавливали в экспериментальную установку (рис.10) и освещали в параллельных лучах с помощью системы, содержащей гелий-неоновый лазер и телескоп. При этом на экране наблюдали дифракционную картину (рис.11). Полученную картину можно рассматривать как дифракцию Френеля, наблюдая дифракционные минимумы и максимумы на двух соседних штрихах и полосах и считая, что

"ступенька" между ними освещена линейным источником светового излучения.

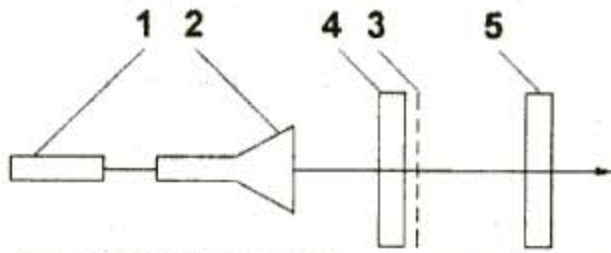


Рис. 10. Схема экспериментальной установки: 1 - лазер; 2 - телескоп; 3 - фоточувствительная решетка; 4 - стеклянная плоскопараллельная пластинка; 5 - экран

Важно отметить, что дифракционные максимумы и минимумы начинают появляться при расположении экрана на расстоянии от фоточувствительной решетки больше 5 мм (для случая однополупериодной решетки) и больше 15 мм (для

двухполупериодной решетки, выполненной в виде системы токопроводящих электродов) и при дальнейшем увеличении этого расстояния имеют вид повторяющейся последовательности, с периодом, увеличивающимся с увеличением расстояния между фоточувствительной решеткой и экраном.

Полученную картину можно также рассматривать как дифракцию Фраунгофера в параллельных лучах, наблюдая распределение освещенности по всему экрану. При этом, за счет того, что фоточувствительная решетка имеет периодическую структуру, дифракционные максимумы и минимумы наблюдаются и за пределами поля решетки. Здесь наблюдается дифракционная картина, свойственная разложению на дифракционной решетке. С увеличением расстояния между фоточувствительной решеткой и экраном, эта часть дифракционной картины появляется более отчетливо.

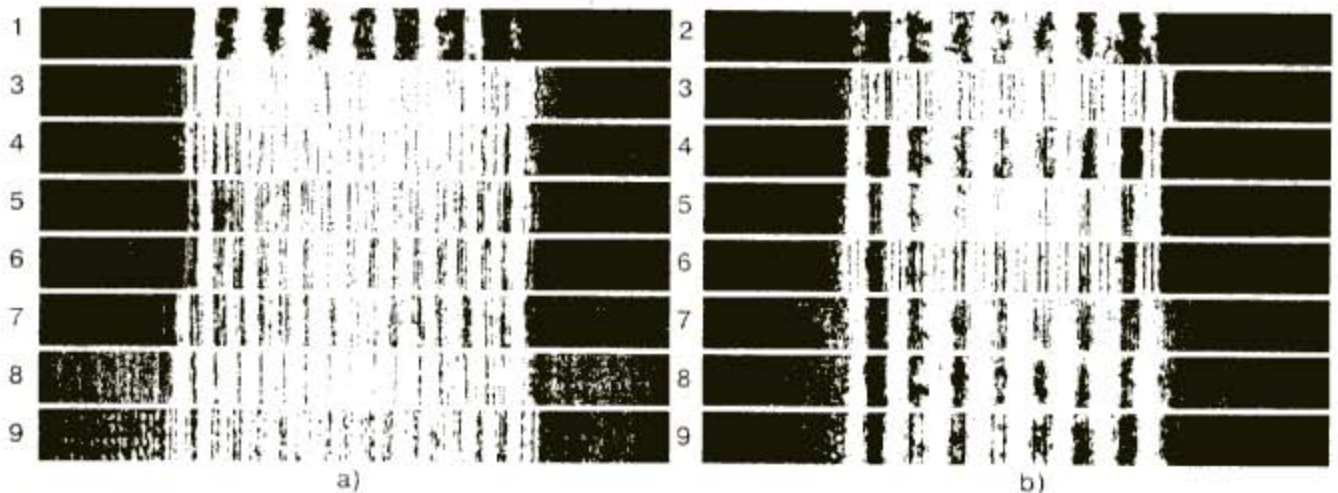


Рис. 11. Наблюдаемая на экране дифракционная картина, образующаяся при прохождении светового потока через частично прозрачные штрихи фоточувствительной решетки. Расстояние между плоскостью фоточувствительной решетки и плоскостью экрана, мм:

1 - 5; 2 - 15; 3 - 35; 4 - 60; 5 - 120; 6 - 170; 7 - 206; 8 - 300; 9 - 500.

а) для решетки с фоточувствительными штрихами, выполненными из CdS на стеклянной подложке;

б) для решетки с фоточувствительными штрихами и расположенными между ними высокоомными электропроводящими электродами, выполненными из CdS на стеклянной подложке

ОБЩИЕ ВЫВОДЫ

Проведенные исследования [1-4] показали, что предложенный нами новый метод спектрометрии позволил найти ряд новых технических решений, обеспечивающих практическую реализацию данного метода. При этом следует отметить, что уже заявленные интерферометры обеспечивают достаточно удовлетворительное сочетание таких характеристик, как достижение высокой разрешающей способности при большой светосиле и хорошем соотношении сигнал/шум. Практически важным преимуществом является также возможность выполнения данного спектрофо-

тометра в виде полихроматора, что позволит проводить одновременное измерение на нескольких спектральных линиях. И, пожалуй, наиболее интересным является то, что конструктивно спектрофотометр можно выполнить в виде оптоэлектронного элемента с массой всего в несколько граммов. Изготовление таких элементов с использованием технологий современной микроэлектроники не представляется достаточно сложным и дорогим процессом. Все это приводит к выводу о целесообразности перехода на следующий этап - к разработке опытного образца спектрофотометра как прибора нового поколения.

Авторы выражают благодарность редактору журнала "Аналитика и контроль", доктору химических наук, профессору В.Н. Музгину; доктору химических наук, профессору А.А. Пупышеву и

доктору технических наук Ю.Б. Атнашеву за ряд ценных советов и критических замечаний.

Авторы также признательны К.Д.Ермолину за помощь в оформлении результатов исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атнашев А.В., Атнашев В.Б., Атнашев П.В. Метод интерференции на дифракционной решетке. Метод Атнашева. Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2000. 24 с.
2. Атнашев В.Б., Атнашев А.В., Атнашев П.В., Боярченко А.С. Метод интерференции на дифракционной решетке (метод Атнашева) (Часть 1) // Аналитика и контроль. 2001. Т.5, № 1. С. 35-42.
3. Атнашев В.Б., Атнашев А.В., Атнашев П.В., Боярченко А.С. Метод интерференции на дифракционной решетке (метод Атнашева) (Часть 2) // Аналитика и контроль. 2001. Т.5, № 2. С. 146-153.
4. Атнашев В.Б., Атнашев А.В., Атнашев П.В., Боярченко А.С. Метод интерференции на дифракционной решетке (метод Атнашева) (Часть 3) // Аналитика и контроль. 2001. Т.5, № 3. С. .
5. Поль Р. Оптика и атомная физика. М.: Наука, 1966. 552 с.
6. Пейн Г. Физика колебаний и волн. М.: Мир, 1979. 389 с.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. 1973. 719 с.
8. Трофимова Т.И. Оптика и атомная физика: законы, проблемы, задачи. М.: Высшая школа, 1999. 287 с.
9. Свечников С.В., Смовж А.К., Каганович Э.Б. Фотопотенциометры и функциональные фоторезисторы. М.: Советское радио, 1978. 183 с.
10. Smith S.W. The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing. © 1997-1999 by California Technical Publishing ISBN 0-9660176-7-6 hardcover, ISBN 0-9660176-4-1 paperback, ISBN 0-9660176-6-8 electronic, LCCN 97-80293
11. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1988. 512 с.

* * * * *