



Лосев Виктор Васильевич

*Кандидат физико-математических наук,
профессор кафедры общей физики Московского
государственного института электронной
техники (НИУ МИЭТ).*



Плис Валерий Иванович

*Кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры общей физики МФТИ.*

Дифракция на одномерных дополнительных решётках. Дифракционное «колесо»

В работе рассматривается дифракция света на одномерной решётке и на дополнительных решётках (в смысле теоремы Ж. Бабинэ). В качестве источника света используется узкий пучок лазерного излучения.

В опытах использовалась дифракционная решётка, которая представляет собой периодическую структуру из узких отражающих плёночных полосок на стеклянной пластинке. Дифракционные картины, полученные одновременно в проходящем и отражённом свете в одном опыте при различных углах падения относительно ориентации щелей в ней, являются картинами от дополнительных решёток.

При скользящем падении света на решётку, когда проекция падающего лазерного луча параллельна направлению отражающих полосок, наблюдается дифракционная картина в виде совокупности ярких световых пятен, расположенных по окружности (дифракционное «колесо»).

1. Дифракция при нормальном падении света на решётку

Обычно дифракцию света на решётке рассматривают в случае, когда свет падает на неё нормально (угол падения равен нулю). На рис.1 показан опыт по наблюдению дифракции на одномерной решётке при нормальном падении лазерного света.

При падении света на решётку происходит его дифракция на каждой щели и интерференция световых пучков от N засвеченных щелей. Интерференция приводит к дополнительному перераспределению светового потока с образованием картины, со-

стоящей из серии ярких световых пятен (главных максимумов). Интенсивность в главных максимумах определяется дифракционным распределением интенсивности от одной щели в решётке.

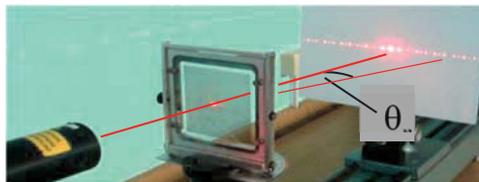


Рис. 1. Дифракция на решётке

1.1. Дифракция на одной щели в решётке

Схема дифракции на одной щели показана на рис. 2, где внизу изображена часть дифракционной картины в виде светлых пятен и минимумов интенсивности света между ними, наблюдаемой на достаточно большом расстоянии L .

В соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля плоскость щели заполнена эквивалентной системой достаточно большого числа N_k вторичных источников в виде узких полосок шириной $\Delta x = b/N_k$, где b – ширина щели [1]. Положение минимумов в дифракционной картине определяется выражением:

$$b \sin \theta_m = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots (1)$$

где λ – длина световой волны, $\Delta l = b \sin \theta$ – разность хода элементарных волн, идущих от вторичных источников, примыкающих к краям щели.

При малых углах дифракции θ_m между направлением на m -й минимум и направлением на центр кар-

тины, для которых $\sin \theta_m \approx \text{tg} \theta_m = x_m/L$, из (1) следует, что координаты положения минимумов равны

$$x_m = m \frac{\lambda L}{b}. \quad (2)$$

Результат дифракции сводится к сложению колебаний от всех когерентных вторичных источников, которыми заполнена щель, при этом удобно воспользоваться векторным способом.

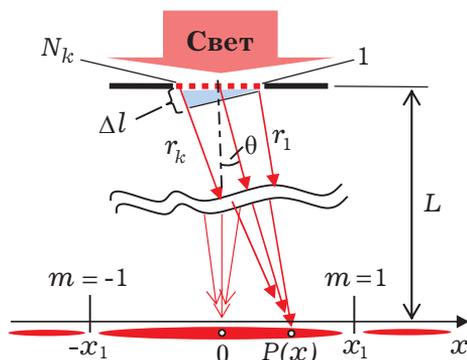


Рис. 2. Схема дифракции на одной щели

1.2. Векторный способ сложения когерентных колебаний

На рис. 3 приведён пример сложения двух когерентных колебаний

$$E_1 = a_1 \cos \varphi_1 \text{ и } E_2 = a_2 \cos \varphi_2,$$

у которых разность фаз $\delta = \varphi_2 - \varphi_1$ не зависит от времени. Колебания изображаются векторами на плоскости, длина которых равна амплитуде, и векторы повернуты на соответствующие фазовые углы φ_1 и φ_2 относительно выбранного (горизонтального) направления отсчёта. Оба вектора вращаются с одинаковой угловой частотой ω , поэтому картину сложения векторов (векторную диаграмму) можно остановить.

По известной теореме косинусов в треугольнике, образованном

векторами на рис. 3, учитывая, что величина тупого угла равна $(\pi - \delta)$ и $\cos(\pi - \delta) = -\cos \delta$, можно найти квадрат амплитуды A^2 суммарного колебания из выражения

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \delta$$

и интенсивность, пропорциональную квадрату амплитуды.

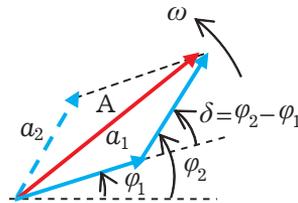


Рис. 3. Векторный способ сложения когерентных колебаний

1.3. Распределение интенсивности света при дифракции на одной щели

Найдём распределение интенсивности по координате x вдоль дифракционной картины, полученной от одной щели (рис. 2). Результат дифракции в произвольной точке $P(x)$ дифракционной картины (рис. 2) определяется суммой когерентных колебаний от всех вторичных источников:

$$E_P = \sum_{k=1}^{N_k} \Delta a_k \cos \varphi_k, \quad (3)$$

где суммирование идёт по номерам источников-полосок $k = 1, 2, 3, \dots, N_k$.

Фаза колебаний

$$\varphi_k = \omega(t - \frac{\eta_k}{c}) = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \eta_k \quad (4)$$

зависит от расстояния η_k от k -й «переизлучающей» полоски в щели до точки наблюдения $P(x)$.

Пусть углы отклонения θ от оси симметрии малы (рис. 2). В случае до-

статочно большого расстояния L можно пренебречь влиянием небольшого различия в расстояниях η_k на амплитуды вторичных волн в формуле (3) и считать все эти амплитуды практически одинаковыми: $\Delta a_1 \approx \Delta a_2 \approx \dots \approx \Delta a_{N_k} \approx \Delta a$. Результат сложения вторичных волн в основном определяется различием в фазах колебаний, приходящих в точку наблюдения.

При векторном сложении колебаний от вторичных источников $1, 2, 3, \dots, N_k$ (рис. 2) вектор 1 (рис. 3), соответствующий колебаниям

$$E_1 = \Delta a \cos \varphi_1, \quad \varphi_1 = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \eta_1$$

от 1-й элементарной полоски в щели, будем изображать вектором 1, направленным горизонтально (рис. 4 а). Эти

колебания проходят до точки $P(x)$ расстояние r_1 .

Вектор 2, соответствующий колебаниям

$$E_2 = \Delta a \cos \varphi_2, \quad \varphi_2 = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_1 - \Delta\delta,$$

$$\Delta\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1),$$

повернётся относительно вектора 1 на небольшой фазовый угол $\Delta\delta$. Поворот вектора против часовой стрелки соответствует большему пройденному волной расстоянию r_2 по сравнению с расстоянием r_1 , то есть большему запаздыванию по фазе колебаний.

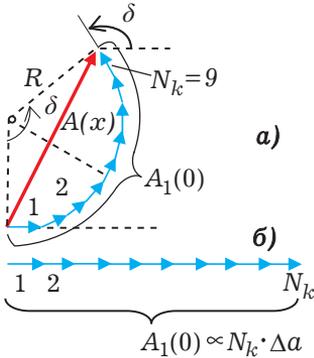


Рис. 4. Сложение колебаний, приходящих в точку $P(x)$ от вторичных источников

Продолжая построение далее, получим «цепочку» векторов, которые с большой точностью находятся на дуге окружности радиуса R (рис. 4а). Последний вектор N_k , соответствующий колебаниям

$$E_k = \Delta a \cos \varphi_k, \quad \varphi_k = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_1 - \delta,$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (r_k - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l,$$

повернётся на фазовый угол δ относительно вектора 1.

В направлении на центр дифракционной картины ($x=0$, рис. 2) элементарные волны от вторичных источников проходят практически равные расстояния и приходят в точку $x=0$ примерно с одинаковой фазой колебаний. В этом случае цепочка векторов, расположенных на дуге окружности (рис. 4а), выпрямляется практически в линейную цепочку векторов той же длины $A_1(0)$, которая имеет смысл суммарной амплитуды колебаний в центре дифракционной картины.

Выясним, что означает «практически»? На рис. 5 а показан ход лучей от вторичных источников в центр картины (точка $P(0)$). При конечном расстоянии L элементарные волны проходят до точки $P(0)$ несколько различные расстояния, и векторная диаграмма отличается по форме от линейной цепочки векторов (рис. 5 б).

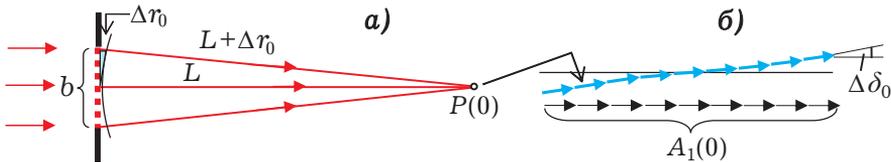


Рис. 5. К обоснованию критерия $L \gg b^2/\lambda$

Чтобы это отличие было незначительным, потребуем выполнения условия:

$$\Delta\delta_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r_0 \ll \frac{\pi}{2}, \quad (5)$$

где Δr_0 – разность расстояний, прохо-

димых элементарными волнами от вторичных источников, расположенных на краю щели и в центре щели, а $\Delta\delta_0$ – разность фаз, соответствующая этой разности хода. Из подобия прямоугольных треугольников на рис.5а, малого с катетом Δr_0 и гипотенузой $b/2$ и большего с катетом $b/2$ и гипотенузой $L + \Delta r_0$, находим:

$$\Delta r_0 / (b/2) = (b/2) / L.$$

Тогда из (5) следует

$$L \gg b^2 / \lambda. \quad (6)$$

При выполнении условия (6) дифракционная картина наблюдается в дальней волновой зоне, в которой длина цепочек векторов на рис. 5 б практически одинакова, так как $\Delta\delta_0$ – малый угол.

Распределение интенсивности.

Вернёмся к рис. 4 а. Из равнобедренного треугольника с углом δ при вершине находим:

$$A_1(x) = 2R \sin \frac{\delta}{2}. \quad (6)$$

Кроме того, дуга окружности длины $A(0)$ опирается на угол δ и равна

$$A_1(0) = R \cdot \delta. \quad (7)$$

Из (6) и (7) находим формулу для амплитуды $A_1(x)$ и интенсивности $J_1(x)$, пропорциональной квадрату амплитуды:

$$J_1(x) = J_1(0) \left(\frac{\sin(\delta/2)}{\delta/2} \right)^2,$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l = \frac{2\pi}{\lambda} b \sin \theta,$$

$$\sin \theta \approx \text{tg } \theta = \frac{x}{L}. \quad (8)$$

Кривая распределения (8) показана на рис. 6. Из условия

$$\sin(\delta/2) = 0, \quad \delta/2 = m\pi,$$

$$m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots,$$

следуют формулы (1) и (2) для определения расположения минимумов в дифракционной картине.

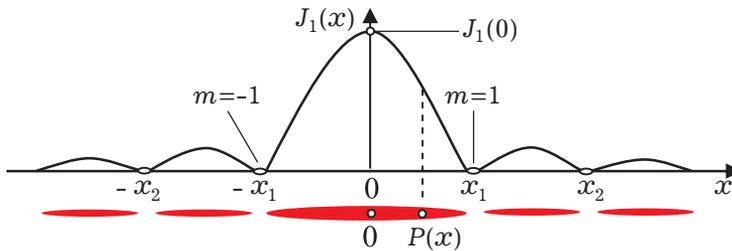


Рис.6. Дифракционное распределение интенсивности, полученное от одной щели

1.4. Дифракция на решётке

Если освещено N щелей в решётке, то световые пучки, полученные при дифракции на каждой щели,

перекрываются, и происходит интерференция света, идущего от всех этих щелей, что приводит к дополнитель-

ному перераспределению интенсивности света по углам распространения θ .

На рис. 7, где изображены только три щели в дифракционной решётке (ДР) и все размеры сильно преувеличены, показана схема интерференционного усиления волн, идущих от N щелей в направлении угла θ_1 , когда разность хода волн от соседних щелей равна одной длине волны λ : $d \sin \theta_1 = \lambda$, где d – период решётки. В этом направлении суммарная амплитуда при сложении N волн увеличивается в N раз по сравнению с амплитудой от одной щели в этом же направлении, а интенсивность, пропорциональная квадрату амплитуды, увеличивается в N^2 раз. На экране образуется яркое пятно – максимум с номером $n = 1$. Направление под углом θ_1 называется главным направлением, а соответствующий ему максимум – главным максимумом интенсивности.

Во всех главных направлениях θ_n , для которых выполняется условие $d \sin \theta_n = n\lambda, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, n_{\max}$, (9) наблюдаются главные максимумы интенсивности. При малых углах θ_n ,

для которых $\sin \theta_n = \operatorname{tg} \theta_n = x_n/L$, из (9) находим координаты главных максимумов на экране наблюдения:

$$x_n = n \frac{\lambda L}{d}. \quad (10)$$

Целое число n_{\max} определяется из условия: $\sin \theta_{\max} = n_{\max} \frac{\lambda}{d} < 1$.

Если решётка освещается узким лазерным пучком, то на экране наблюдается дифракционная картина из $(2n_{\max} + 1)$ главных максимумов в виде ярких световых пятен (рис. 1).

Интенсивность в любом главном максимуме равна интенсивности $J_1(x_n)$ в этом же месте при дифракции от одной щели, увеличенной в N^2 раз.

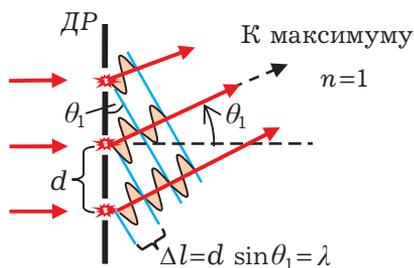


Рис. 7. Схема образования главного максимума с номером $n = 1$

2. Теорема Бабине. Дополнительные дифракционные решётки

Дополнительными называют такие объекты дифракции, которые совместно полностью перекрывают волновой фронт падающей волны. Например, круглое отверстие в непрозрачной протяженной плоской пластине и непрозрачный диск одного диаметра с отверстием; длинная щель и узкая непрозрачная полоска того же размера на стеклянной пластинке. Две амплитудные дифракционные

решётки, состоящие из непрозрачных и прозрачных полосок, например одинаковой ширины, являются дополнительными объектами дифракции. На рис. 8 показан опыт по наблюдению дифракционных картин от дополнительных решёток: одна картина – при дифракции от отражательной решётки из периодической структуры тонкопленочных металлических полосок, нанесённых на стеклянную

пластинку; другая картина – при дифракции на прохождении света через

периодическую структуру щелей между полосками.

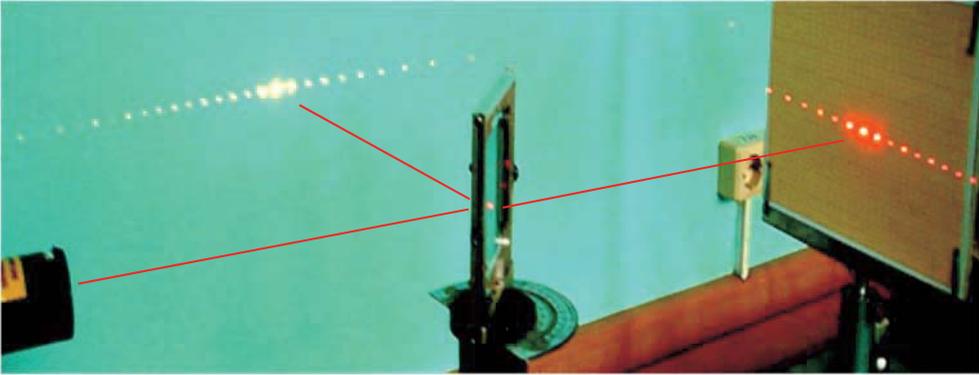


Рис.8. Наблюдение дифракции от дополнительных решёток

2.1. Теорема Ж. Бабине о свойствах дополнительных дифракционных объектов

Ограничимся случаем, когда объект дифракции освещается параллельным световым пучком, а дифракционная картина наблюдается на экране, расположенном достаточно далеко от него. Французский физик Жак Бабине (1794 – 1872) сформулировал и доказал следующую теорему.

Теорема Ж. Бабине: *при дифракции параллельного светового пучка на каждом из дополнительных объектов распределения интенсивности и дифракционные картины, наблюдаемые на удалённом экране, одинаковы во всей области, не освещённой в их отсутствие.*

Поясним способ доказательства этой теоремы. Пусть параллельный пучок света падает поочередно на дополнительные дифракционные объекты D и D^* . Если дифракционные объекты на пути света отсутствуют, то на экране наблюдения имеется

центральное освещенное пятно, остальная область не освещена.

Амплитуду световых колебаний в некоторой точке $P(x)$ дифракционной картины, полученной от объекта D , в области, не освещённой в его отсутствие, обозначим как $E_P(x)$. Заменим объект D на объект D^* . Амплитуда колебаний в той же точке $P(x)$ дифракционной картины, полученной от объекта D^* , будет равна $E_P^*(x)$. Тогда в отсутствие объектов D и D^* в точке $P(x)$ суммарная амплитуда

$$E_P + E_P^* = 0.$$

Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, следовательно, $J_P = J_P^*$, что доказывает теорему Бабине. Теорема Бабине полезна, так как позволяет находить дифракционные картины от дополнительных экранов, вычислив картину от одного из них.

2.2. Дополнительные дифракционные решётки

На рис. 9 приведён пример двух дополнительных решёток (а) и ди-

фракционная картина, полученная от решёток (б).



Рис. 9. (а) Дополнительные решётки, (б) дифракционная картина, полученная от решёток при нормальном падении лазерного света при отношении $d/b = 3$

На рис. 10 показаны распределения интенсивности от дополнительных решёток, представленных на рис. 9. Пунктирные кривые – распределения интенсивности (8) от одной щели, увеличенные в N^2 раз. Так как картины симметричны относительно координаты $x = 0$, изображены только главные максимумы при положительных значениях $n = 0, 1, 2, \dots$

Интенсивность в этих максимумах зависит от распределения интенсивности света $J_1(x)$ при дифракции на одной щели в решётке (в соответствии с формулой (8)) и от отношения d/b . Координаты главных максимумов (10) и минимумов (2) при дифракции на одной щели соответственно равны

$$x_n \approx n \frac{\lambda L}{d}, \quad x_m = m \frac{\lambda L}{b}.$$

Если отношение периода решётки к ширине щелей в ней равно отношению целых чисел, то есть $d/b = n/m$, то некоторые главные максимумы в дифракционной картине будут отсутствовать, так как их координаты совпадут с координатами соответствующих минимумов при дифракции на одной щели в решётке.

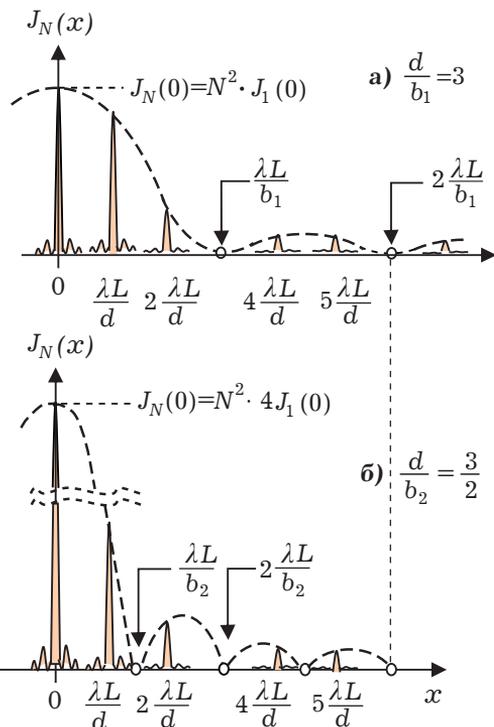


Рис.10. Распределения интенсивности от дополнительных решёток

Решётка ДР1, $d/b = 3$ (рис. 10 а).

В дифракционной картине отсутствуют главные максимумы

$n = \pm 3, \pm 6, \pm 9, \dots$, расположенные при координатах

$$x_n = \pm 3 \frac{\lambda L}{d}, \pm 6 \frac{\lambda L}{d}, \pm 9 \frac{\lambda L}{d}, \dots,$$

которые совпадают с координатами

$$x_m = m \frac{\lambda L}{b}$$

минимумов $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

На рис. 9 приведена дифракционная картина для решётки, у которой отношение $d/b = 3$.

Интенсивность в главных максимумах определяется формулой (8) для значений $\sin \theta = \sin \theta_n$:

$$J_{\text{ДР1}} = J_N(\sin \theta_n) = N^2 J_1(0) \left(\frac{\sin(\delta_1/2)}{\delta_1/2} \right)^2, \quad (11)$$

где N – количество освещённых щелей, ширина щели $b_1 = d/3$; разность хода $\Delta l_1 = b_1 \sin \theta_n$ (рис. 2); разность фаз

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l_1 = \frac{2\pi}{\lambda} b_1 \sin \theta_n = 2\pi \frac{b_1}{d} n,$$

где учтено, что $\sin \theta_n = n(\lambda/d)$. Тогда

$$\frac{\delta_1}{2} = \pi n \frac{b_1}{d}. \quad (12)$$

Подставляя (12) в (11), для интенсивности главных максимумов в картине, полученной от решётки ДР1, находим

$$J_{\text{ДР1}} = N^2 J_1(0) \left(\frac{\sin \pi n b_1/d}{\pi n b_1/d} \right)^2, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (13)$$

Решётка ДР2, $d/b_2 = 3/2$ (рис. 10 б).

Ширина щелей в этой решётке в 2 раза больше, чем в решётке ДР1: $b_2 = 2b_1 = 2d/3$. Если при выводе формулы (8) щель заменить системой вторичных источников в виде узких полосок той же ширины Δx (см. п.1.1), то число полосок будет в 2 раза больше.

Длина векторной цепочки при сложении колебаний в центре дифракционной картины (рис. 5 б) и суммарная амплитуда колебаний увеличится тоже в 2 раза: $A_2(0) = 2A_1(0) \propto 2N_k \Delta x$.

Поэтому интенсивность в центре картины дифракции для решётки ДР2 увеличится в 4 раза и будет равна $J_N(0) = N^2 \cdot 4J_1(0)$ (рис. 10 б).

Интенсивность в главных максимумах, для которых $\sin \theta = \sin \theta_n$, определяется выражением

$$J_{\text{ДР2}} = J_N(\sin \theta_n) = N^2 \cdot 4J_1(0) \left(\frac{\sin(\delta_2/2)}{\delta_2/2} \right)^2. \quad (14)$$

Разность хода $\Delta l_2 = b_2 \sin \theta$, разность фаз

$$\begin{aligned} \delta_2 &= \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l_2 = \frac{2\pi}{\lambda} b_2 \sin \theta_n = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \frac{b_2}{d} d \sin \theta_n = 2\pi \frac{b_2}{d} n. \end{aligned}$$

Для дополнительных решёток $b_1 + b_2 = d$, тогда

$$\begin{aligned} \frac{\delta_2}{2} &= \pi n \frac{b_2}{d} = \pi n - \pi n \frac{b_1}{d}, \\ \sin(\pi n - \pi n \frac{b_1}{d}) &= \pm \sin \pi n \frac{b_1}{d}. \end{aligned} \quad (15)$$

Подставляя (15) в (14), учитывая $b_2 = 2b_1$ для решеток ДР1 и ДР2 на рис. 9, находим, что интенсивности главных максимумов в картинах рис. 10 а и рис. 10 б, кроме центрального максимума при $x = 0$ ($n = 0$), одинаковы:

$$J_{\text{ДР2}} = J_{\text{ДР1}}.$$

Отношение интенсивностей в центральных максимумах равно $J_{\text{ДР2}}/J_{\text{ДР1}} = 4$ при $n = 0$.

Полученный результат служит подтверждением теоремы Ж. Бабине.

3. Дифракция при наклонном падении лазерного света на решётку. «Дифракционное колесо»

3.1. Дифракция на щели при скользящем падении лазерного излучения

Пусть лазерное излучение падает на узкую щель в непрозрачной пластинке под углом скольжения α_0

так, что проекция лазерного луча параллельна направлению щели (рис. 11а).

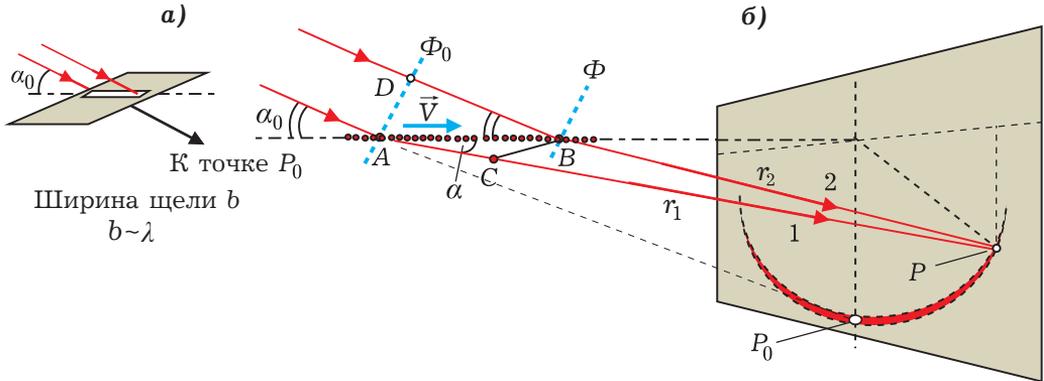


Рис. 11. К выводу соотношения $\cos \alpha_0 = c/V$

В соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля заменим узкую щель эквивалентной цепочкой точечных источников, излучающих вторичные волны в пространство за щелью (рис. 11 б). Интерференция всех вторичных волн даёт в результате дифрагированный световой пучок.

Рассмотрим два произвольных параллельных луча падающей волны, которые выделяют произвольный отрезок AB вторичных источников, и два луча дифрагированной волны, которые в общем случае не лежат в плоскости рис. 11 б и направлены в точку наблюдения P . В падающей волне выберем одну из поверхностей равной фазы – волновую поверхность Φ_0 . Если волна падает нормально на щель, то все вторичные источники излучают одновременно. Здесь же вторичные источники «включаются» на

излучение с запаздыванием по мере продвижения волновой поверхности со скоростью \vec{V} на расстояние $AB = V \cdot \Delta t$ от положения Φ_0 до положения Φ через небольшой интервал времени Δt . Учитывая, что в воздухе световая волна движется со скоростью $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с, из прямоугольного треугольника $\triangle ADB$ на рис. 11б находим:

$$V = c / \cos \alpha_0 > c. \quad (16)$$

Включение вторичных источников со скоростью $V > c$ накладывает ограничения на возможные направления распространения света за щелью. Если время прохождения вторичной волной пути AC со скоростью света (c) в воздухе вдоль луча 1 (рис. 11б) будет равно времени запаздывания процесса включения вторичных источни-

ков со скоростью V на пути AB :

$$\frac{AC}{c} = \frac{AB}{V}, \quad \frac{AB \cos \alpha}{c} = \frac{AB}{V} \rightarrow$$

$$\rightarrow \cos \alpha = \frac{c}{V}, \quad (17)$$

то в точках B и C отрезка BC волновые колебания будут происходить с одинаковой фазой. Но длина отрезка AB выбрана произвольной, поэтому колебания волн от всех вторичных источников на отрезке BC будут синфазными, то есть происходить с одинаковой фазой. Далее вторичные волны проходят до точки наблюдения P практически одинаковые расстояния и взаимно усиливаются при интерференции.

Условие (17) означает, в результате дифракции световые волны за щелью могут усиливаться только в направлениях вдоль образующих на поверхности части конуса.

3.2. Дифракция на решётке при скольльзящем падении лазерного излучения

На рис. 12 показана схема образования дифракционной картины в виде «колеса» из главных максимумов интенсивности в случае, когда проекция падающего пучка света на плоскость решётки параллельна её щелям. Дифракционная решётка в этой схеме «работает» как на прохождение, так и на отражение света.

Световые волны, дифрагированные на каждой из N щелей, распространяются вдоль образующих конуса и перекрываются. Суммарная интенсивность определяется интерференцией этих N волн. Верхняя часть дифракционной картины образуется при дифракции на отражение, нижняя часть – при дифракции на прохождение света. В тех направле-

Из (16) и (17) следует, что угол при вершине конуса $\alpha = \alpha_0$. На экране, расположенном перпендикулярно направлению щели, наблюдается дифракционная картина, в которой освещёнными оказываются только точки вблизи полуокружности. Радиус полуокружности зависит от расстояния от экрана от щели.

В случае широкой щели, когда $b \gg \lambda$, её можно представить в виде нескольких узких полосок, каждая из которых заменяется вторичными источниками, как на рис. 11. От каждой полоски формируется дифракционный световой поток вдоль образующих части конуса («конуса дифракции»). На экране будет наблюдаться суммарная картина как результат интерференции этих световых потоков с образованием максимумов и минимумов.

ниях, для которых на разности хода Δl_n волн от соседних щелей укладывается целое число n длин волн λ , волны взаимно усиливаются при интерференции и интенсивность увеличивается в N^2 раз по сравнению с интенсивностью при дифракции от одной щели в этом же направлении. В соответствующих точках экрана наблюдения, находящихся на окружности радиуса $R = \sqrt{x_n^2 + y_n^2} = L \operatorname{tg} \alpha_0$ (рис. 11), образуются яркие пятна – главные максимумы. Здесь (x_n, y_n) – координаты максимумов, L – расстояние от решётки до экрана наблюдения, α_0 – угол скольжения падающего светового пучка.

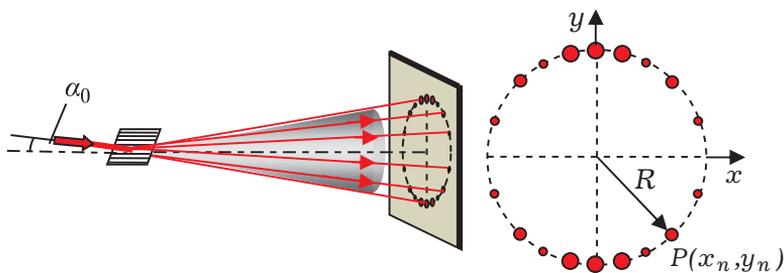


Рис. 12. Схема образования дифракционного «колеса»

Мысленно выделим в падающем световом пучке два луча, падающие на две соседние щели, и два луча, исходящие от щелей и направленные к главному n -му максимуму (рис. 13). Эти щели в решётке в увеличенном виде изображены на рис. 13 а. Направление

на n -й максимум задаётся углом θ_n , который является углом в прямоугольном треугольнике на рис. 13 б, определяющим смещение x_n от точки M до главного n -го максимума в горизонтальном направлении.

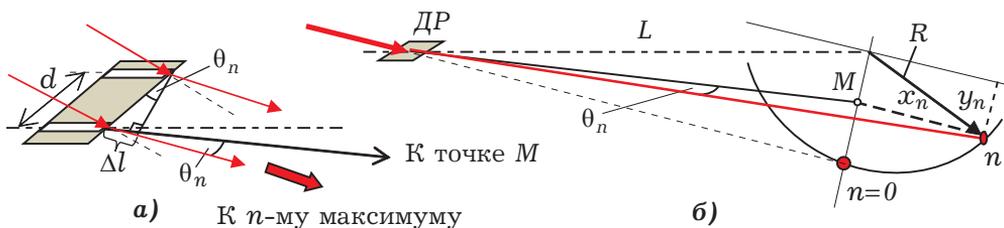


Рис. 13. К выводу формулы для определения координаты x_n

Главные максимумы образуются в дискретных направлениях θ_n , для которых на разности хода $\Delta l = d \sin \theta_n$ волн, идущих от соседних щелей (рис. 13 а), укладывается целое число длин волн λ . То есть выполняется условие

$$d \sin \theta_n = n\lambda.$$

Из рис. 13 б следует, что

$$\sin \theta_n = \frac{x_n}{\sqrt{L^2 + R^2}}.$$

Из этих формул находим расстояние x_n :

$$x_n = n \frac{\lambda L}{d} \sqrt{1 + \frac{R^2}{L^2}}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, n_{\max}.$$

С увеличением номера n координата x_n увеличивается и при $n \rightarrow n_{\max}$ приближается к величине радиуса R . Из этого условия следует

$$n_{\max} = \left[\frac{d}{\lambda} \frac{R}{\sqrt{L^2 + R^2}} \right],$$

где скобки означают, что при вычислении n_{\max} дробную часть следует отбросить.

На рис. 14 представлены результаты опыта по наблюдению дифракционных картин в виде «колец» из главных максимумов, полученных при наклонном падении лазерного света на одномерную решётку, состоящую из периодического набора тонкоплёночных металлических полосок

на стеклянной пластине и щелей между ними. Решётки были изготов-

лены методом фотолитографии и имели период от 20 мкм до 100 мкм.

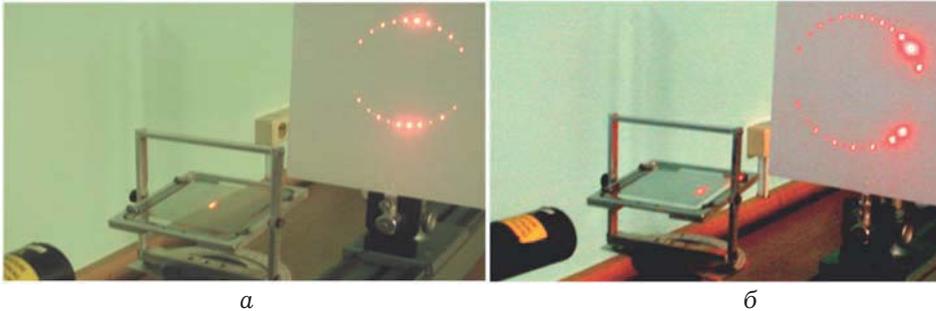


Рис. 14. Опыт по наблюдению дифракционных «колес»

На рис. 14 а проекция падающего лазерного пучка на плоскость решётки была параллельна её щелям. Дифракционная картина в этом случае симметрична относительно вертикальной и горизонтальной осей. При небольших поворотах решётки вокруг

вертикальной оси главные максимумы перемещаются по окружности, и создается впечатление, что «колесо» катится. Дифракционная картина, показанная на рис. 14 б, получена после поворота решётки на некоторый угол относительно вертикальной оси.

Литература

1. Лосев В.В., Плис В.И. Дифракция света на щели и тонком цилиндре. Конус дифракции. // Потенциал. – 2016. – №2. – С. 33 – 42.

Калейдоскоп

Калейдоскоп

Калейдоскоп

Неожиданные определения

Бесстрашие – это умение жить, несмотря на всё то, что пугает до смерти.

Д. Свифт

Хронология – это запись событий на приём к истории.

А. Круглов

Звёздный каталог – полный свод свечения и мерцания,
Список абонентов мироздания.

А.А. Тарковский

Наука есть лучший современный способ удовлетворения любопытства отдельных лиц за счёт государства.

Л.А. Арцимович