

хов. Она имеет вид  $J_N = (\sin N\theta / \sin \theta)^2$ , где  $\theta = \pi \Delta / \lambda$ ,  $\Delta = d(\sin \psi + \sin \varphi)$  — разность хода между когерентными параллельными пучками, идущими под углом  $\varphi$  от соседних штрихов Д. р.:  $\Delta = AB + AC$  (см. рис. 2, а — для фазовой отражательной Д. р., б —

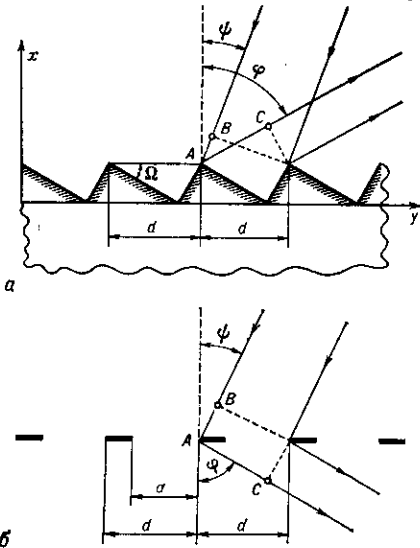


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая принцип действия дифракционной решётки: а — фазовой отражательной, б — амплитудной щелевой.

для амплитудной щелевой решётки). Ф-ция  $J_N$  — периодич. ф-ция с резкими интенсивными гл. максимумами и небольшими вторичными максимумами (рис. 3, а). Между соседними гл. максимумами расположено  $N-2$

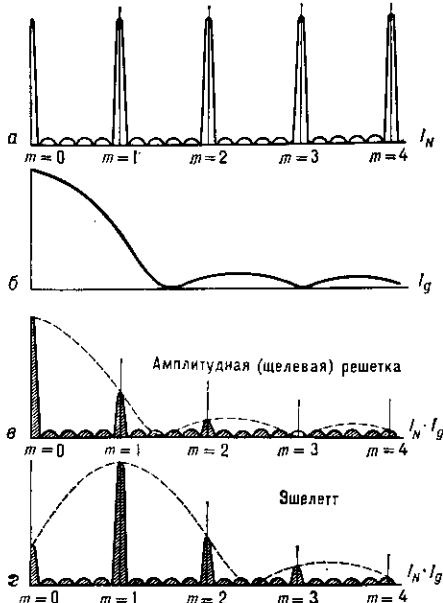


Рис. 3. Интерференционные функции дифракционной решётки.

вторичных максимумов и  $N-1$  минимумов, где интенсивность равна нулю. Положение гл. максимумов определяется из условия  $\sin \theta_{\max} = 0$  или  $\theta_{\max} = \pm m\lambda$ , где  $m=0, 1, 2, \dots$  — целое число. Откуда

$$\Delta = d(\sin \psi + \sin \varphi_{\max}) = \pm m\lambda,$$

т. е. гл. максимумы образуются в направлениях, когда разность хода между соседними когерентными пучками равна целому числу длин волн. Интенсивность всех

главных максимумов одинакова и равна  $J_{N \max} = N^2$ , интенсивность же вторичных максимумов мала и не превышает  $1/23$  от  $J_{N \max}$ .

Соотношение  $d(\sin \psi + \sin \varphi_{\max}) = \pm m\lambda$ , называемое ур-нием решётки, показывает, что при заданном угле падения  $\psi$  направления на главный максимум  $\varphi_{\max}$  зависят от длины волны  $\lambda$ , т. е.  $\varphi_{\max} = f(\lambda)$ ; следовательно, Д. р. пространственно (по углам) разлагает излучение разл. длин волн. Если дифрагиров. излучение, идущее от решётки, направить в объектив, то в его фокальной плоскости образуется спектр. При этом одновременно образуется неск. спектров при каждом значении числа  $m \neq 0$ , и величина  $m$  определяет порядок спектра. При  $m=0$  (нулевой порядок спектра) спектр не образуется, т. к. условие  $d(\sin \psi + \sin \varphi_0) = 0$  выполняется для всех длин волн (гл. максимумы для всех длин волн совпадают). Из последнего условия при  $m=0$  также следует, что  $\varphi_0 = -\psi$ , т. е. что направление на

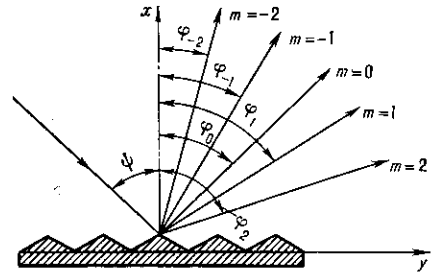


Рис. 4. Направления на спектры разных порядков.

максимум нулевого порядка определяется зеркальным отражением от плоскости решётки (рис. 4); падающий и дифрагированный пучки нулевого порядка расположены симметрично относительно нормали к решётке. По обе стороны от направления на максимум нулевого порядка расположены максимумы и спектры  $m = \pm 1$ ,  $m = \pm 2$  и т. д. порядков.

Вторая ф-ция  $J_g$ , влияющая на результирующее распределение интенсивности в спектре, обусловлена дифракцией света на отд. штрихе; она зависит от величин  $d, \lambda, \psi$  и  $\varphi$ , а также и от формы штриха — его профиля. Расчёт, учитывающий Гюйгенса — Френеля принцип, даёт для ф-ции  $J_g$  выражение

$$J_g = \mathcal{E}_0^2 \int \exp[+ik(x\delta - y\mu)] dl \int \exp[-ik(x\delta + y\mu)] dl,$$

где  $\mathcal{E}_0$  — амплитуда падающей волны,  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $\delta = \cos \psi + \cos \varphi$ ,  $\mu = \sin \psi + \sin \varphi$ ,  $x$  и  $y$  — координаты точек на профиле штриха. Интегрирование ведётся по профилю штриха. Для частного случая плоской амплитудной Д. р., состоящей из узких щелей в непрозрачном экране (рис. 2, б) или узких отражающих полосок на плоскости,  $J_g = \mathcal{E}_0^2 a^2 (\sin u)^2 / u^2$ , где  $u = ka\mu/2$ ,  $a$  — ширина щелей (или отражающих полосок), и представляет собой дифракц. распределение интенсивности при дифракции Фраунгофера на щели шириной  $a$  (см. Дифракция света). Вид её приведён на рис. 3 (б). Направление на центр гл. дифракц. максимума ф-ции  $J_g$  определяется из условия  $u=0$  или  $\mu = \sin \psi + \sin \varphi = 0$ , откуда  $\varphi_0 = -\psi$ , т. е. это направление определяется зеркальным отражением от плоскости Д. р., и, следовательно, направление на центр дифракц. максимума совпадает с направлением на нулевой — ахроматический — порядок спектра. Следовательно, макс. значение произведения обеих ф-ций  $J_N \cdot J_g$ , а потому и макс. интенсивность будут в спектре нулевого порядка. Интенсивность же в спектрах остальных порядков ( $m \neq 0$ ) будет соответственно меньше интенсивности в нулевом порядке (что схематически изображено на рис. 3, в). Это невыгодно при использовании амплитудных Д. р. в спектральных приборах, т. к. большая часть световой энергии, падающей на Д. р., направляется в нуле-