

на высокой дифракции. Интенсивность отклоненного в результате дифракции света  $I$  увеличивается как с ростом интенсивности звука  $I_{зв}$ , так и с возрастанием размера области акустооптич. взаимодействия в направлении распространения дифрагированного света — длины взаимодействия  $L$ :  $I \sim p^2 I_{зв} I_{00} L^2$ . При достаточной длине  $L$  значение  $I$  становится сравнимым с  $I_{00}$  и дифракционная картина определяется характером взаимодействия с УЗ-света, уже отклоненного в 1-й порядок. Резонансная дифракция возникает, если выполняется условие синфазности рассеянного излучения:

$$\left| k \pm K - \frac{\omega \pm \Omega}{c/n} \right| L \ll 1, \quad (3)$$

где  $n$  — показатель преломления света в среде.

Если рассматривать резонансную дифракцию как процесс поглощения (непускания) акустич. фотона  $K, \Omega$  фотоном  $k, \omega$ , приводящий к образованию рассеянного фотона с частотой  $\omega'$  и волновым вектором  $k'$ , то условие (3) эквивалентно закону сохранения энергии — импульса:

$$\omega' = \omega \pm \Omega, \quad k' = k \pm K. \quad (4)$$

Условие возникновения и характер резонансной Д. с. на у. зависят от соотношения между длинами волны

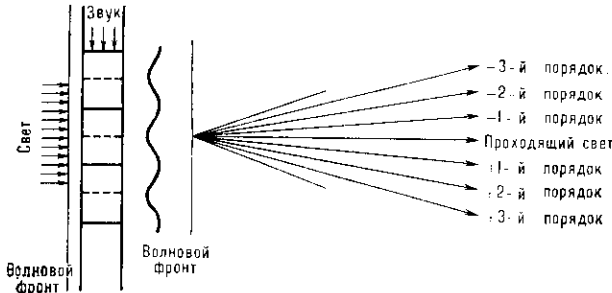


Рис. 3. Схема дифракции Рамана — Ната.

света  $\lambda$  и звука  $\Lambda$ . Для низкочастотного звука, длина волны  $k$ -рого удовлетворяет условию  $\lambda L / \Lambda^2 \ll 1$ , резонансная дифракция имеет место при нормальном падении света на звуковой пучок — это т. н. д и ф р а к ц и я Р а м а н а — Н а т а. В этом случае световая волна проходит сквозь звуковой пучок не отражаясь, а периодич. изменение  $n$  под действием УЗ приводит к модуляции фазы прошедшей волны. Такая волна эквивалентна значительному числу плоских волн, распространяющихся под малыми углами  $\theta_m$  к проходящему световому пучку (рис. 3). При выходе из области акустооптич. взаимодействия световой пучок разбивается на серию лучей с частотами  $\omega_m = \omega + m\Omega$ ,  $m=0, \pm 1, \dots$ , направления  $k$ -рых определяются соотношениями:

$$\sin \theta'_m = m\lambda / \Lambda.$$

Интенсивность света в  $m$ -м дифракц. максимуме равна

$$I_m = I_{00} J_m^2 \left( \frac{\pi n^2 S_0}{2\lambda_0} L \right) = I_{00} J_m^2 \left( \frac{nL}{\lambda_0} \sqrt{\frac{1}{2} M_2 I_{зв}} \right), \quad (5)$$

где  $J_m$  — ф-ция Бесселя 1-го рода  $m$ -го порядка,  $\lambda_0$  — длина световой волны в вакууме. Величина  $M_2 = \frac{p^2 n^2}{\rho c_{зв}^3}$  ( $\rho$  — плотность материала,  $c_{зв}$  — скорость звука в нём) наз. акустооптическим качеством материала и является осн. характеристикой его акустооптич. свойств. С увеличением  $L$  или  $S_0$  интенсивности как проходящего света, так и света, отклоненного в разл. порядки дифракции, осциллируют (рис. 4), причём амплитуда осцилляций постепенно уменьшается, т. к. энергия падающего излучения перераспределяется среди всё возрастающего числа диф-

ракц. максимумов. Дифракция Рамана — Ната наблюдается при рассеянии света на звуковых волнах с частотами от деск. десятков МГц и ниже. С уменьшением ширины звукового пучка интервал акустич. частот,

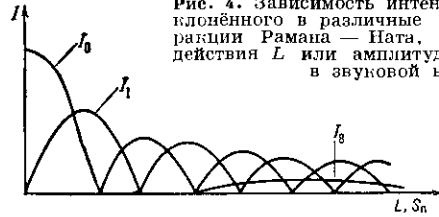


Рис. 4. Зависимость интенсивности света, отклоненного в различные порядки при дифракции Рамана — Ната, от длины взаимодействия  $L$  или амплитуды деформации  $S_0$  в звуковой волне.

для  $k$ -рых возможен этот вид дифракции, расширяется в область более высоких частот.

Резонансная дифракция света на высокочастотном звуке, длина волны  $k$ -рого удовлетворяет условию  $\lambda L / \Lambda^2 > 1$ , наз. дифракцией Брэгга или б р э г г о в с к о й д и ф р а к ц и е й. Она представляет собой частичное отражение волны от звуковой решётки (рис. 5). Эффективная дифракция имеет место, если волны, отражённые от соседних максимумов показателя преломления, имеют разность оптич. хода, равную  $\lambda$ . Это происходит, если свет падает под определ. углом, т. н. углом Брэгга  $\theta_B$ . При брэгговской дифракции свет отклоняется только в один из максимумов 1-го поряд-

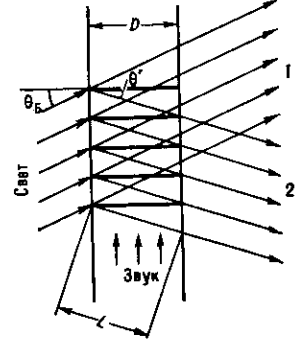


Рис. 5. Схема дифракции Брэгга в изотропной среде: 1 — проходящий свет; 2 — дифрагированный свет.

ка. В зависимости от того, какой угол — тупой или острый образуют векторы  $k$  и  $K$ , частота дифрагированного света равна  $\omega + \Omega$  (+1-й порядок) или  $\omega - \Omega$  (-1-й порядок).

В изотропной среде угол Брэгга определяется лишь длинами волн света и звука:

$$\theta_B = \arcsin \left( \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Lambda} \right). \quad (6)$$

Угол рассеяния  $\theta'$ , под  $k$ -рым выходит дифрагированный свет, равен  $\theta' = \theta_B$ . Для данной длины световой волны  $\lambda$  существует предельная звуковая частота  $\Omega_{пр} = 4\lambda c_{зв} / \lambda$ , выше  $k$ -рой брэгговская дифракция невозможна. Эта частота отвечает рассеянию света точно в обратном направлении. Энергия падающего излучения распределяется между проходящим и дифрагированным лучами. Интенсивность дифрагированного света  $I_1$  возрастает с увеличением интенсивности звука  $I_{зв}$  и длины взаимодействия  $L$  до тех пор, пока весь падающий свет не окажется дифрагированным. При дальнейшем увеличении  $I_{зв}$  или  $L$  часть отклоненного света, вновь дифрагируя на звуковой решётке, выходит из акустич. пучка по направлению падающего излучения. В результате возникает периодич. зависимость интенсивности проходящего  $I_0$  и дифрагированного  $I_1$  света от  $I_{зв}$  и  $L$ :

$$I_0 = I_{00} \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \sqrt{M_2 I_{зв}} L / \lambda_0 \right),$$

$$I_1 = I_{00} \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \sqrt{M_2 I_{зв}} L / \lambda_0 \right). \quad (7)$$

В анизотропной среде свет с разной поляризацией имеет разл. скорости распространения. Поэтому ус-