

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛНАХ  
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ*И. Г. Михайлов, В. А. Шутилов*

Приводится подробное описание явлений, обнаруженных при наблюдении дифракции света на ультразвуковых волнах большой амплитуды в жидкости:

На основании предположения об искажении синусоидальной формы звуковой волны и превращения ее в пилообразную при больших интенсивностях звука произведен расчет распределения интенсивности света по дифракционным максимумам для различных форм волны. Результаты расчета дают хорошее качественное совпадение с экспериментально наблюдаемым распределением света в дифракционных спектрах. При расчетах принималась во внимание только фазовая модуляция света. Приводится также оценка влияния амплитудной модуляции.

Как уже сообщалось [1], при прохождении пучка света через слой жидкости, в которой возбуждены ультразвуковые колебания большой амплитуды, в фокальной плоскости объектива наблюдается дифракционная картина с резкой асимметрией распределения интенсивности по дифракционным максимумам. Указывалось также, что с увеличением расстояния между излучающим кварцем и пучком света, пересекающим ультразвуковое поле, асимметрия усиливается. При этом, как можно видеть уже из фотографий, приведенных в цитированной работе, области наибольшей интенсивности в дифракционных картинах меняют свое положение относительно центрального максимума, и изменение характера асимметрии подчиняется определенным закономерностям. Эти закономерности иллюстрируются фиг. 1, где построены качественные кривые распределения интенсивности по дифракционным максимумам для трех различных расстояний  $D$  между излучателем звука и пучком света и для различных значений силы звука  $I$ .

Кривые на фиг. 1 нужно понимать как огибающие микрофотограмм по максимумам с наибольшей интенсивностью, так что между отдельными соседними порядками может иметь место «рамановское» распределение интенсивностей, показанное в виде примера на фиг. 1,  $I$ . На оси абсцисс для каждой кривой отмечены нулевой порядок и те порядки спектров, которые соответствуют максимумам кривой интенсивности.

Мы видим, что все кривые, вообще говоря, имеют два максимума, разрешаемые лишь при достаточных амплитудах звуковой волны. При этом правый или положительный максимум (расположенный в направлении распространения ультразвука, т. е. вправо, как указано на фиг. 1) с увеличением интенсивности ультразвука становится более острым и несколько смещается в сторону положительных порядков, левый же значительно смещается в сторону больших отрицательных порядков, при этом он сглаживается и исчезает тем скорее, чем больше расстояние  $D$ . При малых  $D$  различие в поведении обоих максимумов невелико. На больших же расстояниях правый максимум испытывает значительно меньшее смещение, чем левый, который расплывается и исчезает при сравнительно небольших интенсивностях звука.

На фиг. 2 представлены фотографии дифракционных картин, которым соответствуют кривые фиг. 1. Для улучшения четкости снимков фотогра-

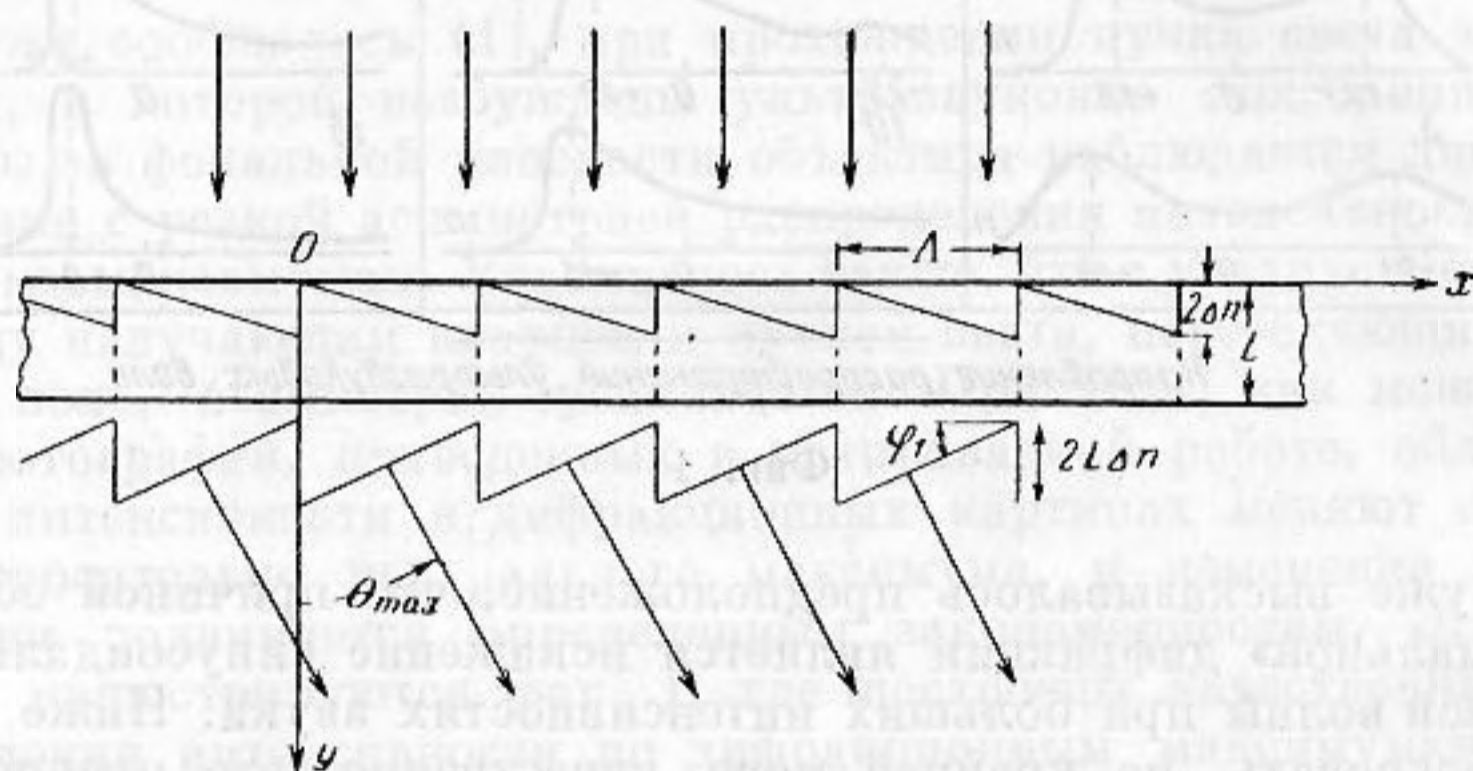


Основанием для подобного упрощения является то соображение, что при больших длинах ультразвуковых волн  $\Lambda$  и достаточно малой глубине звукового поля  $L$  *градиент* показателя преломления может даже при больших амплитудах быть все же достаточно малым, чтобы не вызывать значительного искривления световых лучей.

Действительно, если использовать известную оценку Люка и Бикара [4], дающую условие применимости теории Рамана—Ната,

$$\frac{2n}{\Lambda} L \sqrt{\frac{\Delta n}{n_0}} < 1,$$

где  $\Delta n$  и  $n_0$  — амплитуда и среднее значение показателя преломления жидкости, то при  $\Lambda = 0,26$  и  $L = 2$  см можно ожидать отсутствия заметного искривления лучей до таких  $\Delta n$ , которым соответствует интенсивность звука в несколько десятков  $\text{вт/см}^2$ . Таким образом, можно ожидать, что при достаточно низких ультразвуковых частотах (с которыми мы имеем дело) основную роль, определяющую существенные особенности явления, как и в случае, рассмотренном в [3], играет фазовая модуляция света, и для качественного объяснения наблюдаемой аномальной дифракции можно пренебречь модуляцией амплитуды световых колебаний. Это пренебрежение эквивалентно отбрасыванию второй производной по  $x$  в уравнении (1), решение которого при этом облегчается настолько, что мы можем сразу же написать выражение для светового поля на плоскости  $y = L$ .



Фиг. 3

Так как аналитический вид функции  $n(x)$  в общем случае не известен мы прибегнем к дальнейшему упрощению и рассмотрим звуковую волну, имеющую пилообразную форму, т. е. примем, что  $n(x)$  на протяжении длины волны  $\Lambda$  можно представить как линейную функцию координаты  $x$ ,

$$n(x) = n_0' + \frac{2\Delta n}{\Lambda} x, \quad 0 \leq x \leq \Lambda, \quad (2)$$

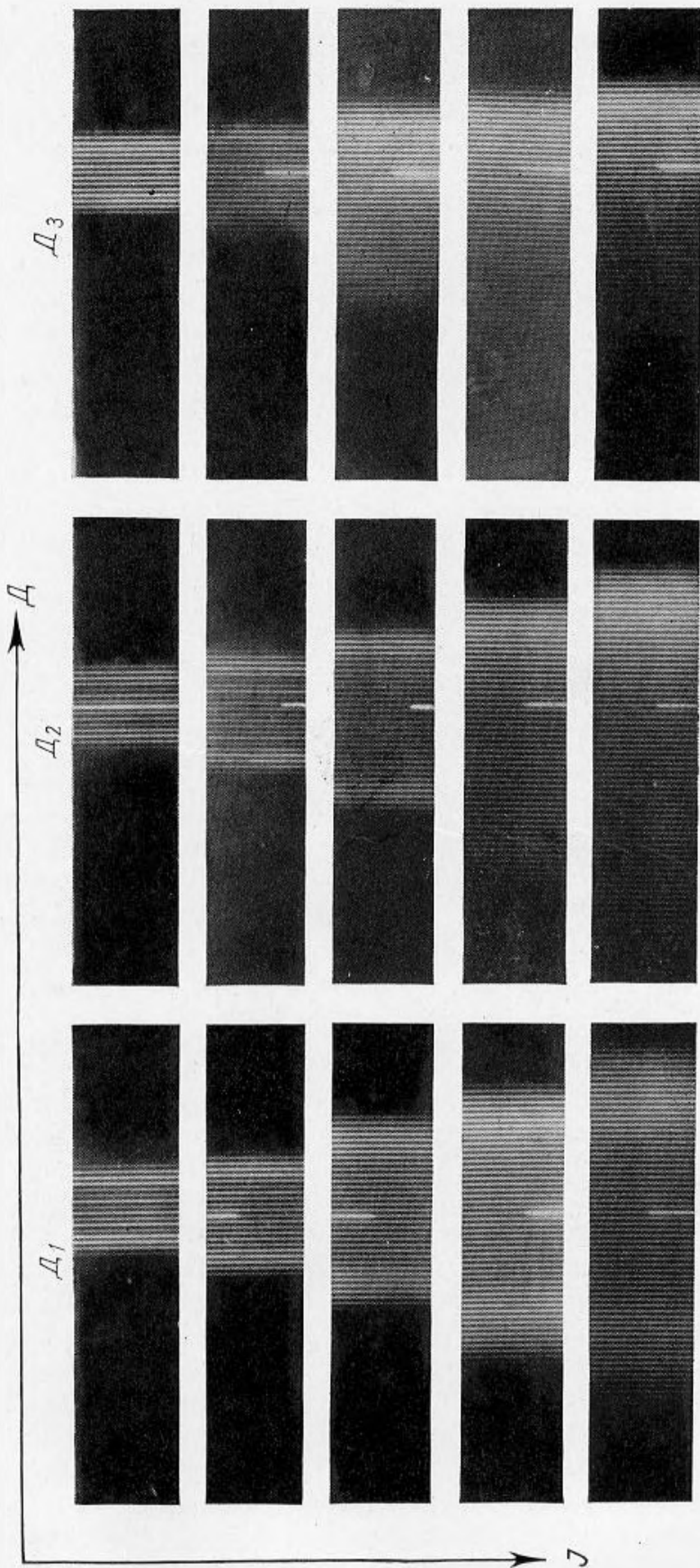
где  $n_0'$  — показатель преломления жидкости в фазе разрежения.

Такая ультразвуковая волна в жидкости образует фазовую дифракционную решетку с периодом  $\Lambda$  и толщиной  $L$ , равной ширине звукового пучка.

Пусть на такую решетку нормально к ее граням падает плоская монохроматическая световая волна. Поверхность волны на выходе из решетки будет иметь ступенчатую форму в соответствии с различными оптическими длинами путей  $L \cdot n(x)$  в разных точках решетки. Таким образом, функция, описывающая волновую поверхность на плоскости  $y = L$ , будет иметь ту же форму, что и функция  $n(x)$ , но в  $L$  раз большую ординату и противоположную фазу (фиг. 3).

Световое поле на плоскости выхода  $y = L$  представится выражением

$$e^{ik \left( n_0' + \frac{2\Delta n}{\Lambda} x \right) L}, \quad (3)$$



Фиг. 2

являющимся решением (1) в промежутке  $0 \leq x \leq \Lambda$ , при пренебрежении в нем  $\partial^2 E_0 / \partial x^2$ . Разложение (3) в комплексный ряд Фурье

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k e^{\frac{2\pi}{\Lambda} ikx}$$

позволяет сразу же найти интенсивности дифрагированных пучков  $I_k$ , определяемые как квадраты модулей коэффициентов Фурье, т. е.

$$I_k = |A_k|^2,$$

где

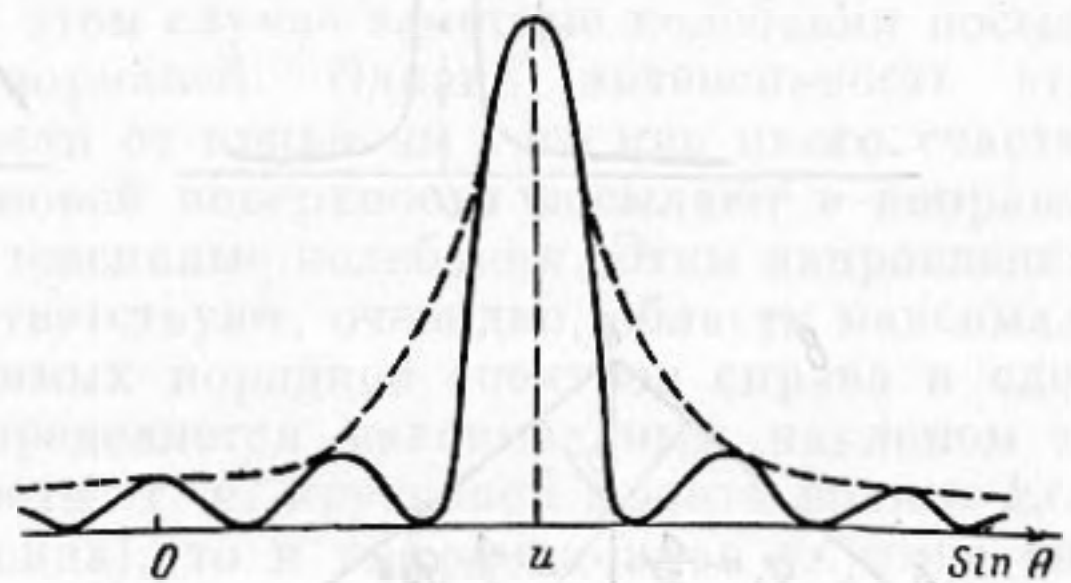
$$A_k = \frac{c}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} e^{ik \left( \frac{2\Delta n L}{\Lambda} - \frac{\lambda}{\Lambda} k \right) x} dx, \quad C = \text{const.} \quad (4)$$

Произведя интегрирование и умножая результат на комплексно-сопряженную величину, получим

$$I_k = I_0 \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\lambda} (k\lambda - 2\Delta n L)}{\left[ \frac{\pi}{\lambda} (k\lambda - 2\Delta n L) \right]^2}. \quad (5)$$

Выражение (5) имеет максимальное значение  $I_{\text{max}} = I_0$ , когда равен нулю знаменатель, т. е. когда

$$k = \frac{2\Delta n L}{\lambda} \equiv m. \quad (6)$$



Фиг. 4

Так как  $k\lambda/\Lambda = \sin \theta_k$ , где  $\theta_k$  — угол, под которым наблюдается спектр  $k$ -го порядка, то условие максимума интенсивности дифрагированного света можно записать в виде

$$\sin \theta_{\text{max}} = \frac{2\Delta n L}{\Lambda} \equiv u. \quad (6a)$$

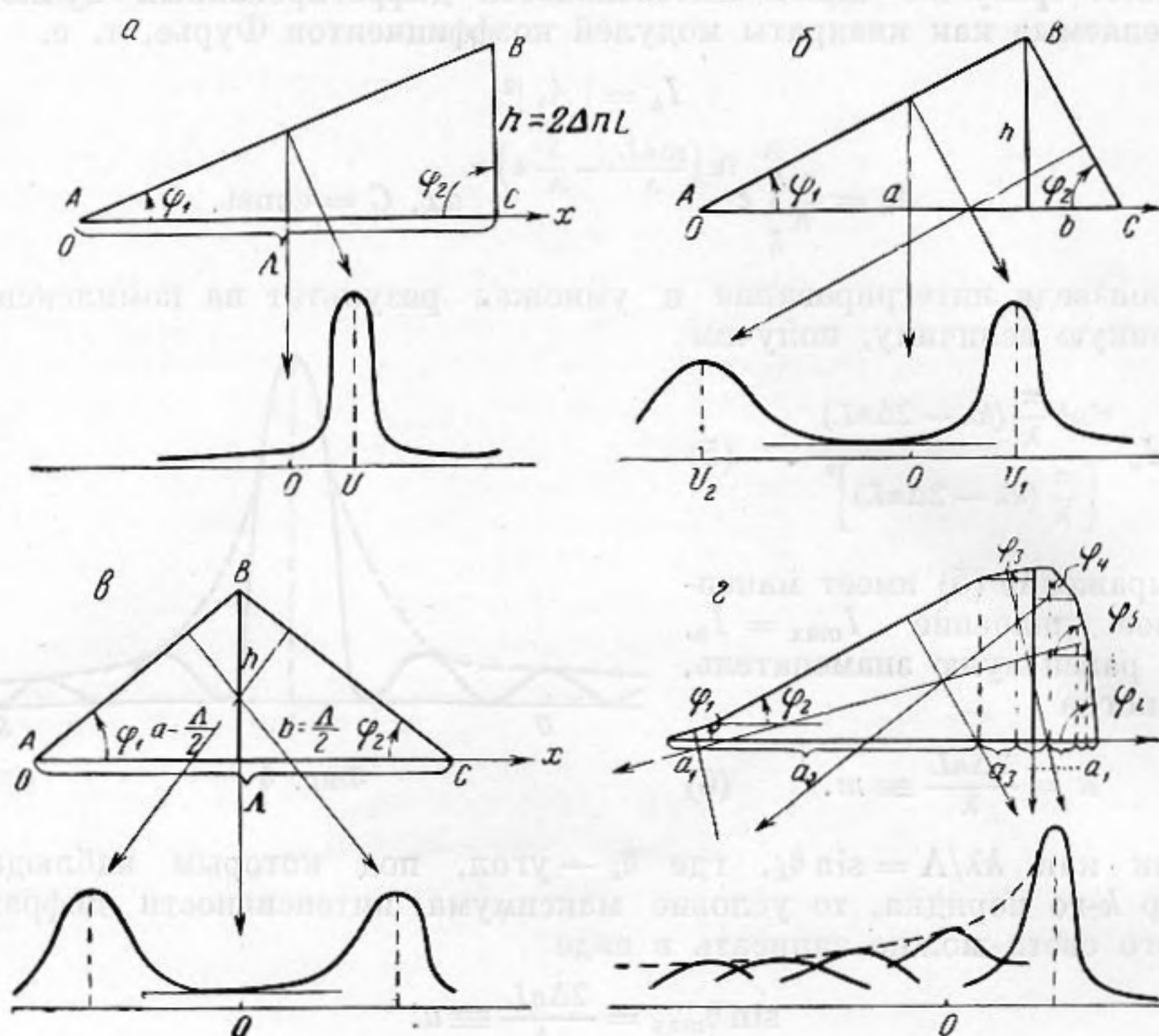
График функции  $I_k = I_k(\theta)$  представлен сплошной линией на фиг. 4. Нас будет интересовать лишь общее распределение интенсивности света в дифракционной картине, поэтому, не углубляясь в анализ функции  $I_k(\theta)$  (представляющей собой известную функцию распределения интенсивности при Фраунгоферовой дифракции света от щели шириной  $\Lambda$ ), будем характеризовать это распределение огибающей кривой, изображенной на фигуре пунктиром. Кривая имеет максимум в направлении распространения ультразвуковых волн ( $k > 0$ ) при значении  $\theta_k$ , удовлетворяющем (6a), и симметрична относительно этого значения.

Мы получили до некоторой степени тривиальный результат, аналогичный дифракции света на профилированной ступенчатой решетке (эшелетт). Различие заключается лишь в том, что в случае эшелетта усиливается та область спектра, которая находится под углом преломления света на косо́й грани элемента эшелетта. В нашем же случае наиболее интенсивные колебания идут в направлении нормали к волновой поверхности на выходе из ультразвукового поля. Так же как и в случае эшелетта, рассмотренная здесь решетка может дать усиление одного или нескольких порядков спектров со значительным ослаблением или даже полным гашением остальных порядков, в том числе и нулевого.

Рассмотрим теперь тоже идеализированный, но более близкий к реальному и более общий случай, когда показатель преломления, линейно возрастая до значения  $n'_0 + 2\Delta n$ , убывает затем также по линейному закону, без резкого обрыва.

Для удобства рассуждений, световой волне на выходе из решетки будем приводить в соответствие некий треугольник  $ABC$  (фиг. 5, а, б, в),

сторона которого  $AC$  равна длине звуковой волны  $\Lambda$  (периоду решетки), а стороны  $AB$  и  $BC$  изображают проекцию волновой поверхности света на плоскость  $xy$ . Высота треугольника  $h = 2\Delta nL$  делит период решетки на два участка  $a$  и  $b$ ; наклон волновой поверхности к оси  $x$  характеризуется величиной тангенсов углов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ . Рассмотренный выше случай иллюстрируется треугольником, в котором  $\varphi_2 = \pi/2$  и  $BC = h$  (фиг. 5, а).



Фиг. 5

Уравнение волновой поверхности для этого случая имеет вид:  $y = \frac{2\Delta n}{\Lambda} x = \operatorname{tg} \varphi_1 \cdot x$ ,  $0 \leq x \leq \Lambda$ . Когда  $\varphi_2 \neq \pi/2$  (фиг. 5, б), волновая поверхность может быть представлена следующим образом:

$$y = \frac{2\Delta nL}{a} x = \operatorname{tg} \varphi_1 \cdot x, \quad 0 \leq x \leq a;$$

$$y = \frac{2\Delta nL}{b} (\Lambda - x) = \operatorname{tg} \varphi_2 \cdot (\Lambda - x), \quad a \leq x \leq \Lambda. \quad (7)$$

Вычисление распределения интенсивности в дифракционной картине в этом случае ничем не будет отличаться от предыдущего: суммарное колебание, посылаемое «элементом решетки»  $\Lambda$  в направлении точки наблюдения, будет даваться суммой двух интегралов, совершенно аналогичных (4), взятых соответственно по промежуткам  $a$  и  $b$ . Интенсивность спектра  $k$ -го порядка представится суммой двух членов, каждый из которых будет иметь максимальное значение при условиях, соответственно

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= \frac{2\Delta nL}{\lambda} \frac{\Lambda}{a} \\ k_2 &= -\frac{2\Delta nL}{\lambda} \frac{\Lambda}{b} \end{aligned} \right\}. \quad (8)$$

Кривая распределения интенсивности в дифракционной картине (фиг. 5, б и в) будет иметь два максимума с угловым расстоянием от нулевого порядка, зависящим от тангенса соответствующего угла, т. е. от

производной по  $x$  от (7), и с относительной высотой и шириной, зависящей от соотношения между  $a$  и  $b$ .

Приближаясь к реальной форме волны, можно далее рассмотреть форму волновой поверхности, изображенную на фиг. 5, г, имеющую  $i$  плоских участков с различными углами наклона. В результате дифракции на такой волне получится распределение интенсивностей, показанное на нижней фигуре. Суммарное колебание, создаваемое всем периодом решетки в какой-нибудь точке наблюдения, определяется, конечно, суммой колебаний, идущих в этом направлении от каждого  $i$ -го элемента с учетом фаз этих колебаний. Нам, однако, достаточно констатировать, что каждый элемент волновой поверхности посылает наиболее интенсивные колебания только в направлении своей нормали (см. также [5]). В случае реальной волновой поверхности это направление определяется наклоном касательной к данной точке поверхности, т. е. производной от описывающей ее функции. В этом случае заметные колебания посылаются по всем направлениям нормалей. Однако интенсивность этих колебаний различна в зависимости от кривизны того или иного участка. Наиболее плоские участки волновой поверхности посылают в направлении своей нормали наиболее интенсивные колебания. Этим направлениям в дифракционной картине и соответствуют, очевидно, области максимальной интенсивности. Число видимых порядков спектров справа и слева от центрального максимума определяется максимальным наклоном касательной к волновой поверхности, т. е. крутизной фронта волны. Если последняя симметрична (синусоида), то и дифракционная картина симметрична относительно центрального максимума. Нетрудно видеть, что все закономерности в распределении интенсивности по спектрам, иллюстрированные на фиг. 1, вытекают как следствия из приведенных рассуждений. При этом, для качественного описания той или иной дифракционной картины, соответствующей звуковой волне определенной формы, достаточно рассматривать просто треугольник  $ABC$  (фиг. 5). Обратно, по положению и величине максимумов интенсивности в дифракционной картине, можно судить о форме звуковой волны. Более того, при известных  $\Lambda$  и  $\Delta n$  форма звуковой волны вполне определяется положением лишь правого максимума, т. е. знание  $\varphi_1$  позволяет определить угол  $\varphi_2$  и соотношение между  $a$  и  $b$ . Таким образом, в конечном счете можно сказать, что при фиксированных  $\Lambda$  и  $\Delta n$  (и  $L$ , конечно) положение правого максимума относительно нулевого порядка тесно связано с интенсивностью гармоник искаженной звуковой волны, т. е. с формой последней, несмотря на то, что эта форма в действительности не является треугольной. Последнее обстоятельство вносит лишь усиление интенсивности дифракционных порядков, расположенных между максимумами, и не является особенно существенным в определении формы волны по виду дифракционной картины.

Пусть интенсивность звука постоянна, т. е.  $h = \text{const}$ . Тогда при больших интенсивностях с изменением расстояния от излучателя, благодаря изменению формы волны, меняется соотношение между углами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  и отрезками  $a$  и  $b$ . Соответственно изменяются контур, относительная высота и положение максимумов дифракционной картины. Правый максимум несколько смещается в сторону нулевого порядка, левый же быстро удаляется от него. Увеличение отрезка  $a$  ведет одновременно к возрастанию ординаты правого максимума. Если звуковая волна принимает форму, подобную изображенной на фиг. 5, г (форма звуковой волны и форма волновой поверхности света находятся, как мы видели, в прямом соответствии друг с другом), то кривая распределения интенсивности (пунктирная огибающая на нижней части фиг. 5, г) будет иметь лишь один четкий правый максимум, левый же максимум исчезает.

Рассмотрим численный пример. Амплитуду показателя преломления  $\Delta n$  можно определить, используя известные соотношения:

$$1) \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 1} \cdot \frac{1}{\rho_0}, \quad \text{где } \rho_0 \text{ и } n_0 \text{ — плотность и показатель}$$

преломления невозмущенной жидкости,  $\rho$  и  $n$  — плотность и показатель преломления жидкости в звуковой волне;

$$2) \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{1}{a_0^2 \rho_0} \Delta P, \quad \text{где } a_0 \text{ — скорость звука в жидкости, } \Delta P \text{ — амплитуда}$$

туда давления в звуковой волне;

$$3) I = \frac{(\Delta P)^2}{2\rho_0 a_0}, \quad \text{где } I \text{ — интенсивность звука.}$$

Эти уравнения дают [6]

$$\Delta n \cong (n_0 - 1) \sqrt{\frac{2I \cdot 10^7}{\rho_0 a_0^3}}, \quad (9)$$

если  $I$  выражено в  $\text{вт/см}^2$ , а остальные величины — в единицах CGS.

В предварительных экспериментах измерение абсолютной интенсивности звука  $I$  нами не производилось, но ее можно оценить по условиям излучения кварца. В нашей установке пьезокварцевая пластинка одной своей стороной соприкасается непосредственно с исследуемой жидкостью, а второй — с воздушной подушкой. При одностороннем излучении кварцевой пластинки  $X$ -среза в воду (волновое сопротивление  $\rho_0 a_0 = 1,45 \cdot 10^5$ ) на основной частоте  $\nu$ , между интенсивностью звука, излучаемого пластинкой в среду, и эффективным напряжением на кварце  $V_{\text{эфф}}$  имеет место простая связь [7]

$$I = \nu^2 V_{\text{эфф}}^2 [\text{вт/см}^2],$$

где  $V_{\text{эфф}}$  выражено в  $\text{кв}$ , а  $\nu$  — в  $\text{мгц}$ . Подставляя  $\nu = 0,6 \text{ мгц}$  и  $V_{\text{эфф}} = 6,5 \text{ кв}$ , имеем максимальное значение интенсивности, достигавшееся в наших экспериментах:  $I = 15 \text{ вт/см}^2$ . Учитывая ослабление интенсивности звука с расстоянием, получаем согласно (9),  $\Delta n \cong 1 \cdot 10^{-4}$ .

Найдем расстояние  $\Delta x$  между нулевым порядком и порядком максимальной яркости для случая предельной формы волны, изображенной на фиг. 5, а. Очевидно  $\Delta x \cong \theta_m \cdot F$ , где угол  $\theta_m$  определяется из (6, а), а  $F$  — фокусное расстояние объектива зрительной трубы. В нашей установке  $F$  имеет величину 150 см. Для  $L = 2 \text{ см}$  и  $\Lambda = 0,26 \text{ см}$  находим  $\Delta x = 0,25 \text{ см}$ . При этом для линии ртутного спектра  $\lambda = 4358 \text{ \AA} \cong \cong 4,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  максимум интенсивности, согласно (6), падает на порядок  $m \cong 10$ . При этих же условиях симметричной форме волны (фиг. 5, в) соответствуют вдвое большие  $m$  и  $\Delta x$ . Сравнение этих результатов с предварительными экспериментальными данными дает, таким образом, неплохое согласие (см., например, фиг. 1, 5, 10, 15).

Так же легко, далее, объяснить закономерности, наблюдаемые при фиксированном расстоянии  $D$  между излучателем звука и пучком света.

Пусть  $D = \text{const}$ . С возрастанием амплитуды звука, в соответствии с увеличением высоты треугольника  $h$  и углов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , оба максимума кривой распределения интенсивности должны удаляться от нулевого порядка. Если  $D$  велико, то может случиться, что вследствие одновременной деформации звуковой волны увеличение  $h$  компенсируется увеличением отрезка  $a$ , так что угол  $\varphi_1$  остается неизменным. Можно допустить, что этим обстоятельством объясняется слабое смещение правого максимума кривых 11—15 на фиг. 1.

Если  $D$  мало (см. кривые 1—5 на фиг. 1 и соответствующие им фотографии на фиг. 2), то форма волны остается симметричной до значительных амплитуд звука. С увеличением  $h$  (интенсивности звука) растут углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , в соответствии с чем оба максимума кривых распределения интенсивности удаляются от нулевого порядка и при этом увеличивается количество видимых порядков спектров. На фиг. 6 представлены фотографии, сделанные на расстоянии 13 см от излучателя. Здесь оба максимума

сохраняются вплоть до предельных амплитуд звука, но левый максимум смещен заметно больше, чем правый. Очевидно, форма звуковой волны большой амплитуды на этом расстоянии уже искажена, но не очень сильно.

Нетрудно проследить соответствие нашего метода с результатами теории Рамана — Ната. Если звуковая волна имеет синусоидальную форму, то уравнение волновой поверхности света на выходе из среды будет

$$y = L\Delta n \sin(2\pi/\Lambda \cdot x). \quad (10)$$

Угол наклона касательной к синусоиде (10) находится дифференцированием (10) по  $x$ :

$$\frac{dy}{dx} = \frac{2\pi\Delta n L}{\Lambda} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x\right). \quad (11)$$

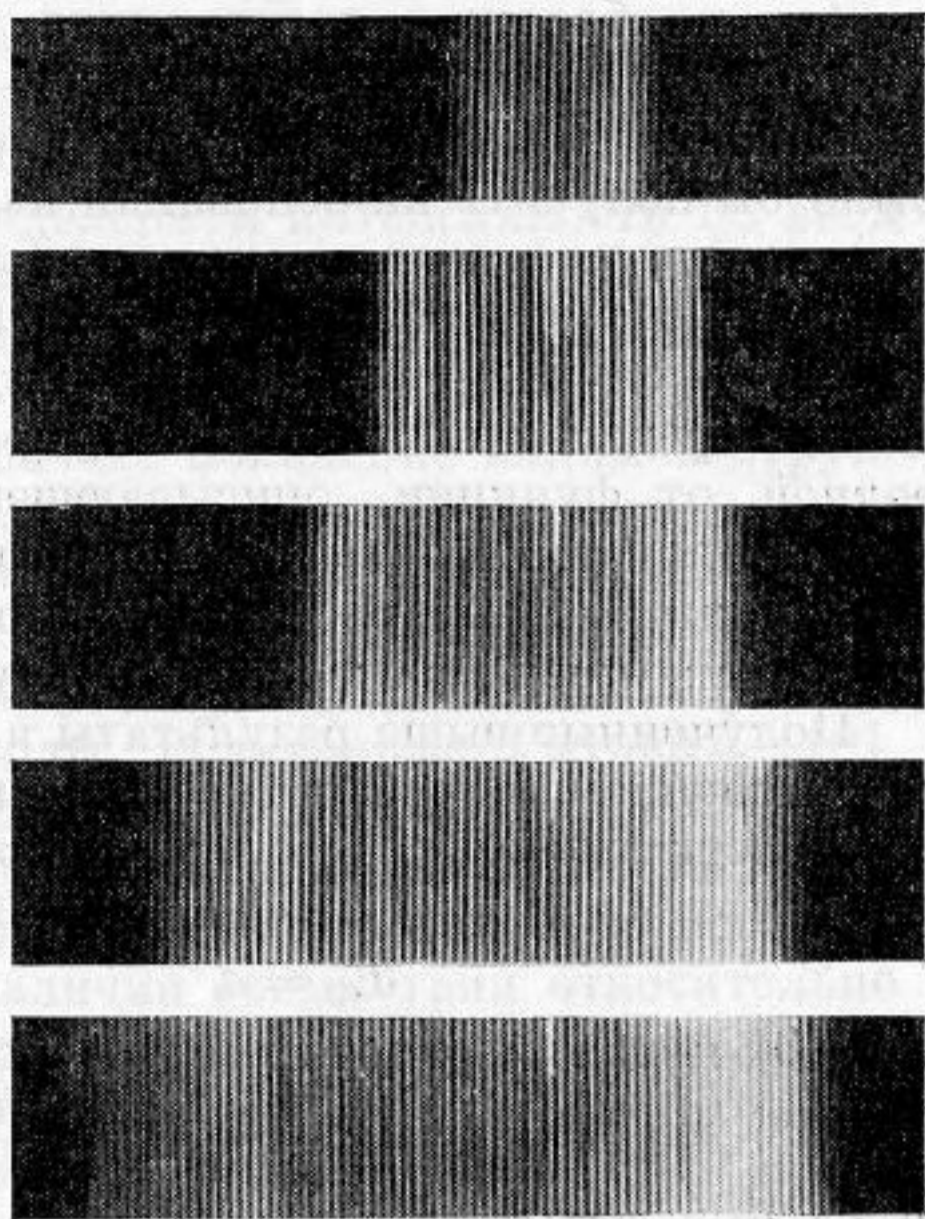
Наибольший наклон касательной имеет место в точках  $x = \pm k\Lambda$ ,  $k = 0, 1, 2, \dots$ , что при подстановке в (11) дает

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{\max} = \frac{2\pi L\Delta n}{\Lambda}. \quad (12)$$

Этот наклон соответствует и наименее искривленному участку волновой поверхности, т. е. участку, посылающему в направлении нормали к нему максимальные световые колебания. Угол, определяемый (12), соответствует, согласно дифракционной формуле  $\theta \cong m_0\lambda/\Lambda$ , порядку  $m_0 = 2\pi L\Delta n/\lambda$ .

Заменяв синусоиду треугольником (фиг. 5, в), получаем  $m_1 = 4L\Delta n/\lambda$ . Если обратиться к графикам функций Бесселя, или фиг. 1 в цитированной работе Рамана — Ната, то можно увидеть, что при любых параметрах Рамана — Ната ( $v = m_0$ ) область максимальной интенсивности приблизительно совпадает с соответствующим значением  $v$ , точнее, она лежит между ( $v = m_0$ ) и  $m_1$ . Что касается распределения интенсивности между отдельными порядками, то оно может быть легко определено рассмотрением разности фаз между лучами, приходящими в точку наблюдения из различных участков волновой поверхности. Если считать, что каждый участок волновой поверхности посылает заметные колебания лишь в направлении нормали, то интенсивность соответствующего дифракционного порядка может быть найдена, как результат интерференции двух (и только двух) колебаний, имеющих одинаковую амплитуду (в случае малых  $v$ ), но разную фазу, так как эти колебания исходят из различных участков волновой поверхности. Разность фаз между двумя лучами легко можно определить геометрически. Распределения интенсивности между отдельными дифракционными порядками, вычисленные таким способом [8], находятся в хорошем соответствии с результатами расчета Рамана — Ната.

На наших снимках «рамановское» чередование интенсивностей в различных порядках наблюдается только до не слишком больших напряжений на кварце. При больших же напряжениях рамановская «игра» интенсивностей исчезает. Это связано, очевидно, в основном с тем, что с увеличением амплитуды звуковых колебаний возникают сильные флуктуации звуковой интенсивности, как вследствие развивающегося кавитационного процесса, так и из-за других причин. При фотографировании получается поэтому усредненная во времени картина (визуально же, как



Фиг. 6

нами ранее уже отмечалось [1], мгновенные «рамановские» картины наблюдаются до значительно больших напряжений на кварце). Кроме того, нельзя забывать, что мы игнорировали возможность образования амплитудной решетки. Возможное искривление плоского фронта звуковой волны на больших расстояниях тоже ослабляет рамановский эффект.

Мы рассмотрели качественную связь между распределением интенсивности в дифракционной картине и формой звуковой волны. Нетрудно было бы получить на основании изложенных соображений и количественную связь, т. е. при помощи графического метода произвести построение функции  $n(x)$  по экспериментальным дифракционным кривым. Действительно, в случае чисто фазовой модуляции света существует, как мы видели, определенная связь между распределением интенсивности и производной от функции, описывающей волновую поверхность выходящего из среды света, а эта функция определяет в свою очередь функцию  $n(x)$ .

Рассмотрим теперь ближе вопрос о том, насколько в данном случае допустимо пренебрежение амплитудной модуляцией света.

Полученные выше результаты в виде (3), (4) и т. д. являются нулевым приближением в решении уравнения (1).

Действительно, если мы положим

$$E_0 = e^{ik(n'_0 + \frac{2\Delta n}{a}x)y}, \quad 0 \leq x \leq a, \quad (13)$$

то (13) является решением уравнения (1) только тогда, когда

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial x^2} \ll 4\Delta n n'_0 k^2 E_0 \quad (14)$$

(членом с  $\Delta n^2$  можно пренебречь, так как  $\Delta n \ll n'_0$ ), что при  $y = L$  дает

$$L \ll \frac{a}{2} \sqrt{\frac{n_0}{\Delta n}}. \quad (15)$$

Условие применимости теории Рамана — Ната, полученное таким же путем Экстерманом и Ванье [9] для случая синусоидального  $n(x)$ , в наших обозначениях гласит:

$$L \ll \frac{\Lambda}{\pi \sqrt{2}} \sqrt{\frac{n_0}{\Delta n}}.$$

Таким образом, критерий Люка и Бикара [4], полученный геометрическим путем, оказывается наиболее жестким, однако он справедлив лишь для участка звуковой волны с меньшим градиентом, т. е. для участка  $a$ , условие же (15) может служить критерием как для участка  $a$ , так и для участка  $b$ . Для последнего автоматически получается условие практического отсутствия искривления световых лучей на глубине  $L$ :

$$L \ll \frac{b}{2} \sqrt{\frac{n_0}{\Delta n}}. \quad (15a)$$

Для воды и синей линии ртутного спектра  $n_0 \cong 1,4$ . Если положить интенсивность звука равной  $15 \text{ вт/см}^2$ , то при частоте звука  $573 \text{ кГц}$ , т. е. длине звуковой волны  $\Lambda \cong 0,26 \text{ см}$ , в случае  $a = b = \Lambda/2$  получаем, согласно (15),  $L \ll 7 \text{ см}$ . При этом мы использовали завышенную величину интенсивности.

Если форма волны искажается, то возрастает градиент показателя преломления на участке  $b$ . Из сравнения (15) и (15a) легко видеть, что при указанных выше условиях можно ожидать отсутствия заметной амплитудной модуляции только до тех пор, пока отношение  $a/b < 3$ . При дальнейшем искажении формы волны амплитудная модуляция будет усиливаться\*, однако с уменьшением участка  $b$  уменьшается и доля светового

\* В случае ударных волн образование амплитудной решетки, кроме того, может быть несколько усилено зеркальным отражением света от участков с большим градиентом показателя преломления, если фронт звуковой волны оказывается искривленным, что, в частности, может иметь место на больших расстояниях от источника звука из-за дифракции на краях ультразвукового пучка. Роль этого эффекта, однако, не представляется существенной.

пучка, приходящаяся на область большого градиента, вследствие чего модуляция амплитуды света будет сказываться лишь на интенсивностях высших порядков спектров.

Таким образом, мы можем резюмировать следующее: основные закономерности явления вполне удовлетворительно объясняются рассмотрением модуляции фазы световых волн без учета амплитудной модуляции. Это не означает, однако, отсутствия последней и возможности нахождения простого соответствия между распределением интенсивности по всем дифракционным максимумам и формой звуковой волны. Таким образом, в общем случае модуляцию следует считать смешанной с большим или меньшим удельным весом амплитудной модуляции.

Наличие амплитудной модуляции означает появление видимой структуры (при стробоскопическом освещении) в сечении светового пучка на выходе из ультразвукового поля. Эту структуру можно зарегистрировать в различных условиях эксперимента и тем самым проверить справедливость наших рассуждений. Подобную проверку можно осуществить и другим путем, используя выводы, полученные Рытовым [10], детально исследовавшим вопрос о соотношении между видом модулирующей функции и распределением интенсивности в дифракционной картине. Согласно Рытову, признаком смешанной модуляции является несовпадение «центра тяжести» спектров (при наличии асимметрии относительно центрального максимума) с нулевым порядком, т. е. усиление амплитудной модуляции должно вести к смещению центра тяжести относительно центрального максимума дифракционной картины.

Усиление амплитудной модуляции должно давать более равномерное распределение интенсивности по дифракционным максимумам. С другой стороны, с повышением частоты эффект нелинейных искажений в звуковой волне, как известно, ослабляется. Этими факторами объясняется то обстоятельство, что наблюдавшаяся нами дифракция света на ультразвуке с частотой 1,5 и 2 мГц имела значительно менее резко выраженную асимметрию, но с заметным смещением центра тяжести спектров относительно центрального максимума.

Результаты более детальной проверки соответствия между основными положениями [10], результатами нашего упрощенного метода и данными более тщательных измерений будут нами представлены в дальнейшем.

В заключение считаем своим долгом выразить глубокую благодарность С. М. Рытову за ряд ценных советов и указаний, данных им при просмотре рукописи статьи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. Г. Михайлов и В. А. Шутлов. Дифракция света на ультразвуковых волнах большой амплитуды. Акуст. ж., 1957, 3, 2, 203—204.
2. С. М. Рытов. Дифракция света на ультразвуковых волнах. Изв. АН СССР, 1937, 2, 223—259.
3. C. V. Raman, N. S. Nagendra Nath. The diffraction of light by high frequency sound waves. Proc. Indian Acad. Sci. A (II), 1935, 4, 406.
4. R. Lucas, P. Biquard. Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra-sonores. J. phys. et radium, 1932, 3, 464—477.
5. W. Möbius. Über die Mascartsche einfache Methode zur Berechnung von Interferenzstreifen und ihre Anwendung auf die Beugungserscheinungen beim Regenbogen und Ultramikroskop. Ann. Phys., 1910, 33, 79.
6. G. W. Biquard. Criteria for normal and abnormal ultrasonic diffraction effect. J. Acoust. Soc. America, 1949, 21, 2, 101—108.
7. Л. Бергман. Ультразвук, М., ИЛ, 1956, 115.
8. F. Mahler. Die Frenelsche Beugungserscheinung an Ultraschallwellen und ihre Auswertung nach der Methode von Mascart. Ann. phys., 1939, 34, 689—716.
9. R. Extermann, G. Wannier. Theorie de la lumière par les ultrasons. Helv. phys. acta, 1936, 9, 520—532.
10. С. М. Рытов. Модулированные колебания и волны. Тр. Физ. ин-та АН СССР, 1940, 2, 1, 40—133, разд. 6 и прил. 3.