

КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ  
АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

УДК 621.396.633

ИЗОТРОПНАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВОГО ПУЧКА  
НА АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ ОСНОВНОЙ ЧАСТОТЫ  
И ГАРМОНИКАХ

© 2008 г. С. Н. Антонов, А. В. Вайнер, В. В. Проклов, Ю. Г. Резвов\*

Институт радиотехники и электроники РАН  
141190 Фрязино Московская обл., пл. Введенского 1  
E-mail: proklov@mail.cplire.ru

\*Новомосковский институт Российского химико-технологического университета им. Д. И. Менделеева  
301665 Новомосковск, Тульская обл., ул. Дружбы 8

Поступила в редакцию 05.06.07 г.

Получена система уравнений, описывающих акустооптическую дифракцию светового пучка на акустических волнах основной частоты и ее гармониках в изотропной среде. Теоретически обоснована возможность подавления высших дифракционных порядков при добавлении к основному монохроматическому акустическому сигналу его второй или третьей гармоники. Показано, что максимальный уровень подавления убывает с увеличением расходимости светового луча. Приведены результаты моделирования некоторых частных случаев дифракции.

PACS: 43.35.Sx, 78.20.Np

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптические (АО) устройства позволяют управлять частотой, амплитудой, поляризацией и спектральным составом светового излучения (например [1–3]). Как следует из общих закономерностей синхронного параметрического взаимодействия, изменение угла падения света на звуковой пучок (в плосковолновом приближении) меняет результат АО взаимодействия. Вследствие этого, параметры реального АО устройства, использующего расходящиеся акустические и световые пучки конечных поперечных размеров, могут зависеть от его геометрии и, возможно, существенно отличаться от параметров, полученных в плосковолновом приближении.

Так, в литературе известны интересные предложения по новым методам управления спектрами дифракционных порядков, в частности, по селективному подавлению избранных дифракционных порядков путем контролируемого добавления к основной акустической волне ее гармоник. При этом рассмотрение было сделано в приближении АО взаимодействия плоских монохроматических волн [4–6]. Целью данной работы является продолжение этих исследований и обобщение анализа на случай неколлимированного светового излучения.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть диэлектрическая прозрачная изотропная среда, показатель преломления которой  $n_0$ , возмущена звуком, распространяющимся вдоль

оси  $x$  и занимающим слой  $0 \leq z \leq l$ . Если на преобразователь, расположенный при  $x = 0$ , подается электрический сигнал в виде нескольких гармоник, то поле смещений частиц среды в пределах возмущенного слоя (пренебрегаем затуханием и дифракционной расходимостью звукового пучка, а также дисперсией скорости звука) описывается выражением

$$A(x, y, z, t) = \operatorname{Re} \left( \sum_{b=1}^{b=N_0} A_b \exp(jb(Kx - \Omega t) + j\varphi_b) \right), \quad (1)$$

где  $A_b$  – амплитуды гармоник,  $\varphi_b$  – их начальные фазы (положим далее  $\varphi_1 = 0$ ),  $N_0$  – номер наибольшей гармоники,  $\Omega$  и  $K = \Omega/v_s$  – циклическая частота и волновое число основной акустической волны,  $v_s$  – скорость звука.

Пусть в плоскости дифракции  $xz$  под некоторым углом  $\alpha$  к оси  $z$  на возмущенный слой падает монохроматический световой пучок, циклическая частота и волновое число которого  $\omega_0$  и  $k_0 = (2\pi/\lambda)n_0$  соответственно,  $\lambda$  – длина волны излучения в вакууме. В результате взаимодействия световое поле внутри возмущенного слоя следует искать в виде суммы световых пучков – порядков:

$$E(x, y, z, t) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} E_p(x, y, z) \times \exp\{j(k_{px}x + k_{pz}z - \omega_p t)\}.$$

Здесь  $E_p(x, y, z)$  – распределение амплитуды порядка с номером “ $p$ ”, циклическая частота которого  $\omega_p = \omega_0 + p\Omega$ , а составляющая волнового вектора вдоль направления распространения звука  $k_{px} = k_0 \sin \alpha + pK$ . При этом полагаем, что циклическая частота и волновой вектор каждой волны удовлетворяют дисперсионному соотношению для невозмущенной среды. Так как обычно  $\Omega \ll \omega_0$  и  $\alpha \ll 1$ , то  $k_{pz} = \sqrt{k_0^2 - k_{px}^2} \cong k_0 - k_{px}^2/2k_0$ .

Будем считать, что каждый пучок образован набором волн, амплитуды которых зависят (в результате АО взаимодействия) от координаты  $z$ . Тогда пространственный спектр всей совокупности порядков в плоскости  $z = \text{const}$  имеет вид

$$U(k_x, k_y, z, t) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} U_p(k'_{px}, k'_{py}, z) \exp\{jk'_{pz}z - j\omega_p t\}, \quad (2)$$

где  $U_p(k_x, k_y, z)$  – зависящий от  $z$  спектр амплитуды данного дифракционного порядка (отнесенный к опорной плоскости  $z = 0$ ),  $k'_{px} = k_x - k_{px}$  – отклонение проекции волнового вектора от центрального значения для данного порядка, аналогичен смысл величин  $k'_{py}, k'_{pz}$ . В отсутствие звука спектры  $U_p$  не зависят от  $z$ , а зависимость  $k'_{pz}(k'_{px}, k'_{py})$  определяет эволюцию амплитуды  $E_p(x, y, z)$ . В линейном приближении эта зависимость определяет снос пучка, в параболическом – описывает также дифракционное искажение. В нашем случае с учетом геометрии взаимодействия можно написать  $k'_{pz} \cong -(k_{px}/k_0)k'_{px}$ .

Применив стандартный метод вывода укороченных уравнений связанных волн [7–8], с учетом (1–2) и используемых приближений, можно получить систему уравнений, определяющих эволюцию спектров пучков. Введя безразмерную переменную  $z' = z/l$  (штрих далее опускаем, поэтому область взаимодействия  $0 \leq z \leq 1$ ), окончательно запишем систему в виде

$$\begin{aligned} \frac{dT_p(k'_x, k'_y, z)}{dz} &= \sum_{b=1}^{b=N_0} V_b T_{p-b}(k'_x, k'_y, z) \times \\ &\times \exp(-jbGd_0 k'_x z + jb(Q/2)(g + 2p - b)z) - \\ &- \sum_{b=1}^{b=N_0} V_b^* T_{p+b}(k'_x, k'_y, z) \times \\ &\times \exp(jbGd_0 k'_x z - jb(Q/2)(g + 2p - b)z). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $T_p(k'_x, k'_y, z) = U_p(k'_x, k'_y, z)/U_i(k'_x, k'_y)$  – передаточные функции, определяющие эволюцию

спектров пучков по отношению к спектру  $U_i(k'_x, k'_y)$  падающего пучка. Безразмерный комплексный параметр  $V_b = (v_b/2)\exp(j\phi_b)$ , где  $v_b$  – индекс фазовой модуляции в случае дифракции только на гармонике с номером “ $b$ ”, определяет АО связь между порядками, номера которых различаются ровно на число  $b$ . Параметр Кляйна-Кука  $Q = K^2 l/k_0$  характеризует режим дифракции по отношению к основной акустической волне. Величина  $g = 2k_0 \sin \alpha/K$  задает геометрию падения светового пучка на звуковой столб. При нормальном падении  $g = 0$ , при падении под брэгговским углом к звуку основной частоты (при рассеянии в +1 порядок)  $g = -1$  и т.д. Параметр Гордона  $G = Kl/k_0 d_0$  ( $d_0$  – характерный поперечный размер падающего пучка света) определяет отношение углов расходимости светового и звукового пучков.

Систему необходимо рассматривать вместе с начальными условиями

$$T_0(k'_x, k'_y, 0) = 1,$$

$$T_p(k'_x, k'_y, 0) = 0, \quad p \neq 0.$$

Приближенные аналитические решения можно получить методом последовательных приближений. Если представить (3) в виде  $dT_p/dz = f_p(Q, g, z, V_1, V_2, \dots, T_{p\pm 1}, T_{p\pm 2}, \dots)$ , то можно использовать итерационную схему

$$T_p^{(i+1)}(z) = T_p(0) + \int_0^z f_p(Q, g, z, V_1, V_2, \dots, T_{p\pm 1}^{(i)}(z), T_{p\pm 2}^{(i)}(z), \dots) dz, \quad (4)$$

где верхние индексы в скобках означают номер приближения. Нулевое приближение соответствует отсутствию звука.

Анализируя (3–4), можно отметить соотношение

$$T_{-p}(g, V_b) = T_p(-g, -V_b^*) = T_p(-g, V_b^*), \quad (5)$$

которое связывает между собой передаточные функции симметричных порядков.

#### СЕЛЕКТИВНОЕ ПОДАВЛЕНИЕ ПОРЯДКОВ В СЛУЧАЕ $G \ll 1$

Так как по порядку величины  $d_0 k'_x \sim 1$ , то из (3) следует, что передаточные функции зависят только от одной переменной:  $T_p = T_p(z)$ . В таком режиме (наиболее близком к АО взаимодействию плоских волн) структура дифракционных порядков сохраняет структуру падающего пучка света, а система (3) упрощается. Физически это обусловлено тем, что можно считать одинаковым рассогласование между наборами плоских волн, образующих два любых взаимодействующих дифракционных порядков.

Исследуем некоторые частные случаи. Пусть в среде распространяются звуковые волны основной и удвоенной частот, то есть  $V_{1,2} \neq 0$ . Рассмотрим начальные приближения схемы (4), что соответствует режиму слабого взаимодействия. В первом приближении, что соответствует однократному рассеянию света на фонах,  $T_0 = 1$ ,  $T_{\pm 1} \sim V_1$ ,  $T_2 \sim V_2$ , (из (5) следует, что при этом  $T_{-2} \sim V_2^*$ ). Во втором приближении 2-й порядок образован совокупностью двух полей. Одно из них обусловлено двукратным рассеянием света на звуке основной частоты по схеме  $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2$  (приведены номера порядков), поэтому коэффициент передачи пропорционален  $V_1^2$ . Второе поле образовано рассеянием на звуковой гармонике из нулевого порядка ( $0 \rightarrow 2$ ) и пропорционально  $V_2$ . Поэтому подбором  $V_2$  можно обратить в нуль поле 2-го порядка. Анализ показывает, что в данном приближении на выходе  $T_2 = 0$  при

$$V_2 = h_2 V_1^2, \quad (6)$$

$$h_2 = j \frac{(g+3)F^2(2) - 2(g+2)F(3) + (g+1)}{Q(g+1)(g+3)(F^2(2) - 1)},$$

где функция целочисленного аргумента  $F(n) = \exp\{jQ(g+n)\}$ .

В следующем приближении поле 3-го порядка образовано слагаемыми, пропорциональными  $V_1^3$ ,  $V_1 V_2$  и  $V_1 V_2^2$ . Последнее слагаемое обусловлено двукратным рассеянием на звуковой гармонике и однократным рассеянием на основной звуковой частоте, например по схемам  $0 \rightarrow 2 \rightarrow 4 \rightarrow 3$ ,  $0 \rightarrow -1 \rightarrow 1 \rightarrow 3$ . Вклад этих слагаемых в условиях слабого взаимодействия будет невелик, так как рассеяние происходит с участием малых по амплитуде (относительно амплитуд порядков с номерами  $p = 0, 1, 2$ ) порядков с номерами  $-1$  и  $+4$ . Если пренебречь этим слагаемым, то подавление третьего порядка возможно при условии

$$V_2 = h_3 V_1^2, \quad (7)$$

$$h_3 = \frac{j}{6} [Q^3(g+1)(g+2)(g+3)(g+4)(g+5)]^{-1} \times$$

$$\times [(g+4)(g+5)F^3(3) - 3(g+2)(g+5)F^2(4) + 3(g+1)(g+4)F(5) - (g+1)(g+2)].$$

Следующее применение процедуры (4) дает амплитуды порядков в 4-м приближении. Анализируя различные возможности образования поля 4-го порядка (в данном приближении), можно написать  $T_4 = A_1 V_1^4 + A_2 V_1^2 V_2 + A_3 V_2^2 + A_4 V_1^2 V_2^2 + A_5 V_1^3 V_2^*$ , где коэффициенты  $A_i = A_i(Q, g)$ . Если

предположить, что возможно подавление 4-го порядка при аналогичном (6, 7) условии  $V_2 \sim V_1^2$ , то в выражении для  $T_4$  следует оставить лишь слагаемые с  $A_1, A_2, A_3$ , так как остальные слагаемые будут излишними при рассмотрении с указанной точностью. В последнем случае подавление возможно при двух значениях параметров  $V_2$  и  $h_4$ :

$$V_2 = h_4 V_1^2, \quad h_4 = (-A_2 \pm \sqrt{A_2^2 - 4A_1 A_3}) / 2A_3. \quad (8)$$

При  $Q \rightarrow 0$  (режим дифракции Рамана-Ната) два значения коэффициента  $h_4$  не зависят от  $g$  и различаются почти на порядок:

$$h_4 = \frac{1}{2} \left( 1 \mp \sqrt{\frac{2}{3}} \right).$$

Эти примеры подтверждают закономерность: в условиях слабого взаимодействия подавление порядка с номером "p" (кроме номеров 0, ±1) возможно при условии  $V_2 = h_p V_1^2$ . Для этого необходимо, чтобы фаза второй гармоники  $\phi_2 = \arg(h_p)$  была фиксирована, а амплитуда менялась квадратично с ростом амплитуды основного сигнала. Можно отметить, что подавление 4-го (и 5-го) порядков возможно при двух различных значениях параметра  $h$ .

Рассмотрим некоторые характерные особенности функций  $h_p(Q, g)$ . Модуль и аргумент функции  $h_2(Q, g)$  симметричны относительно значения  $g = -2$ , которое является выделенным. В такой геометрии порядок  $p = 1$  направлен по нормали к области взаимодействия, поэтому проходящий луч света (порядок  $p = 0$ ) и 2-й порядок симметричны относительно нормали. Соответственно для  $h_3(Q, g)$  и  $h_4(Q, g)$  осью симметрии являются  $g = -3$  и  $g = -4$ .

В ряде областей, расположенных на плоскости  $Q - g$  (симметрично относительно прямой  $g = -p$ ) величина  $|h_p|$  становится чрезвычайно большой, а потому подавление порядка затруднено. Рассмотрим данную особенность подробнее на примере  $h_2(Q, g)$ . Эти области соответствуют параметрам, при которых амплитуда второго порядка в отсутствие основной звуковой волны (фактически, первый порядок дифракции при дифракции на звуковой гармонике) обращается в нуль. Действительно, в данном приближении имеем  $T_2 = V_2 \text{sinc}(Q(g+2)) \exp(jQ(g+2))$  (здесь  $\text{sinc}(x) \equiv \sin x/x$ ), поэтому  $T_2 = 0$  при  $Q(g+2) = \pi m$ ,  $m \neq 0$  — целое число. Это означает, что в спектре звукового поля нет плоской волны, которая могла бы вызвать такое рассеяние. Данный факт легко проверить, вычислив спектр в случае постоянства амплитуды звука в поперечном сечении звукового пучка. Известно, что в широких пределах можно управлять распределением амплитуды звука в сечении звукового столба. В частности, возможно

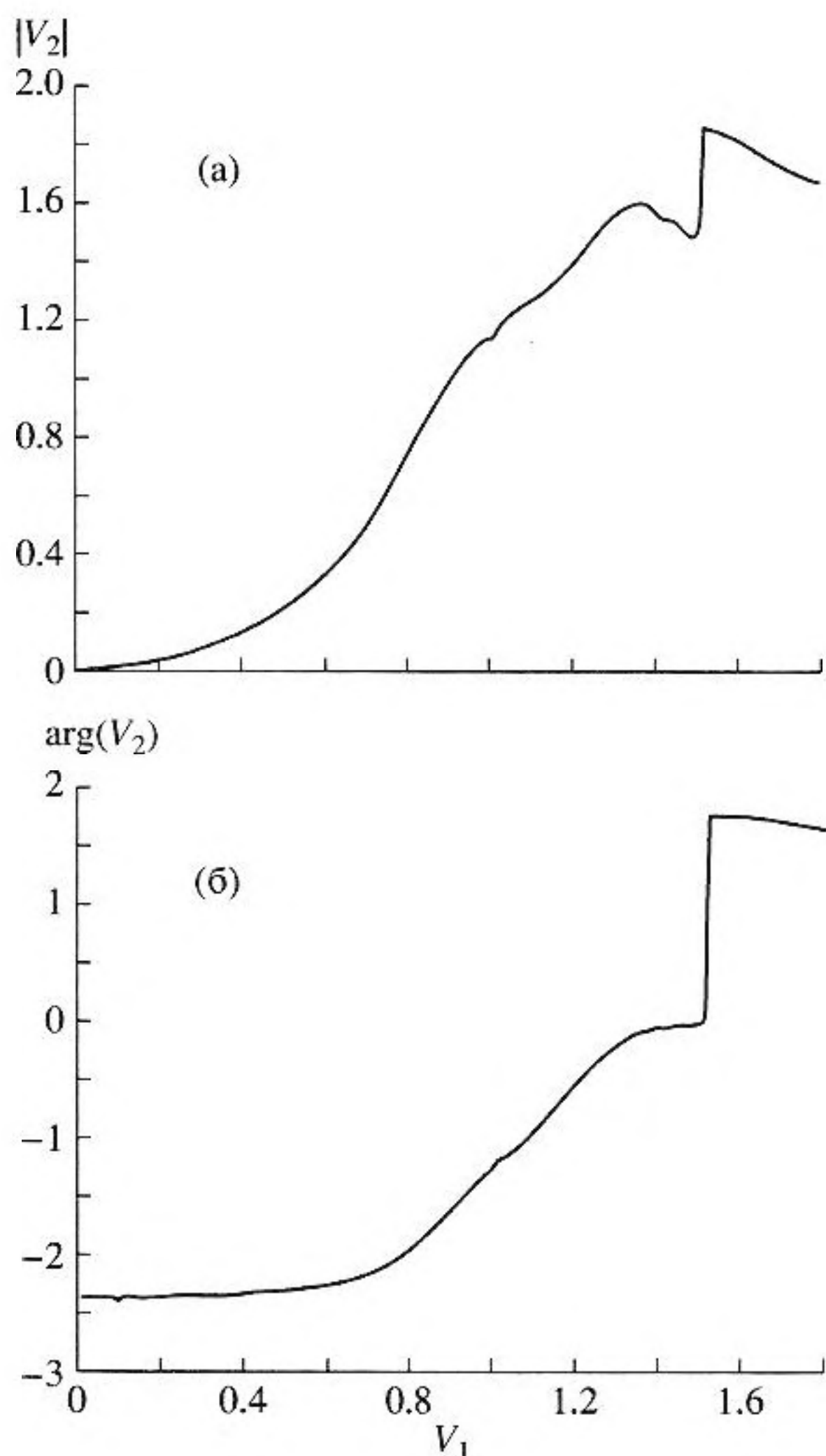


Рис. 1. Модуль (а) и фаза (б) второй акустической гармоники, необходимые для подавления 2-го дифракционного порядка в случае падения коллимированного пучка света ( $G \ll 1$ ) под брэгговским углом. Параметр Кляйна-Кука  $Q = 4$ .

использование нескольких преобразователей, каждый из которых создает пучок отличающейся интенсивности. Таким образом можно синтезировать необходимый спектр звукового поля [9], следовательно, управлять положением указанных областей на плоскости  $Q-g$ . Например, если синтезировать спектр гауссова вида, то такие области должны исчезнуть.

Как следует из (4, 5), подавление симметричного порядка с номером  $p = -2$  возможно при условии  $V_2 = h_2^*(Q, -g)V_1^2$ . Поэтому выделенным направлением будет являться  $g = 2$ , а фаза второй гармоники, при которой эффективно происходит подавление, должна отличаться на  $\pi$  от значения фазы, соответствующего подавлению второго порядка. Отсюда следует, что одним из побочных эффектов при подавлении второго порядка будет увеличение интенсивности симметричного поряд-

ка  $p = -2$  ровно в 4 раза (по отношению к случаю, когда звуковой гармоники нет) и наоборот.

Рассмотрим возможность селективного подавления при переходе к режиму сильного взаимодействия. Используя все большее количество приближений, мы получаем аналитические (достаточно объемные) выражения для  $T_n$ . Применяя результат  $V_2 = h_p V_1^2$  в качестве первого приближения, получим решение уравнения  $T_p = 0$  в виде ряда по четным степеням параметра  $V_1$ :  $V_2 = h_p V_1^2 + h_{p,2} V_1^4 + h_{p,3} V_1^6 + \dots$ . Кроме объемных приближенных выражений, можно использовать численные методы.

Рассмотрим, в качестве примера, конкретный набор параметров взаимодействия:  $G \ll 1$ ,  $Q = 4$ ,  $g = -1$ . Это соответствует падению узконаправленного пучка света под брэгговским углом в промежуточном режиме дифракции. Рис. 1 представляет численно определенные параметры второй гармоники, необходимые для подавления 2-го дифракционного порядка. При данных параметрах интенсивность подавляемого порядка не превышает 0.1%, за исключением области резкого изменения параметров  $V_1 \sim 1.5$ , где качество подавления уменьшается до 0.3%. Можно отметить, что без подмешивания гармоники наибольшая интенсивность 15.9% данного порядка достигается при  $V_1 = 1.75$  (соответственно индекс фазовой модуляции  $v_1 = 3.5$ ). Анализ показывает, что вплоть до  $V_1 \cong 1.60$  параметры второй гармоники близки к рассчитанным по формуле (6). При этом без подмешивания интенсивность 2-го порядка составляет около 3%. Таким образом, простейшие аналитические результаты имеют практическое значение, когда невелик индекс фазовой модуляции. Неплавное изменение параметров гармоники при  $V_1 \cong 1.60$  обусловлено тем, что в условиях сильного взаимодействия возникают несколько возможных значений  $h_2$ , иногда близких по модулю.

Рассмотрим случай подмешивания 3-й гармоники, когда  $V_{1,3} \neq 0$ . Это имеет практическое значение, так как в преобразователях, кроме колебаний основной частоты, хорошо возбуждаются нечетные гармоники, наиболее эффективная из которых третья. Аналогичный анализ показывает, что подавление порядка с номером " $p$ " ( $|p| \geq 3$ ) в условиях слабого взаимодействия возможно при условии  $V_3 = t_p V_1^3$ , где  $t_p = t_p(Q, g)$  – величина, аналогичная по смыслу  $h_p$  (при подмешивании второй гармоники). При переходе к режиму сильного взаимодействия возможность подавления сохраняется, но параметры гармоники будут зависеть

от основного акустического сигнала полиномиально:

$$V_3 = t_p V_1^3 + t_{p,2} V_1^5 + t_{p,3} V_1^7 + \dots$$

Следует отметить, что подмешивание гармоник может приводить к самым неожиданным искажениям пространственного спектра оптических гармоник. В качестве примера рассмотрим добавление 3-й гармоники при  $G \ll 1$ ,  $Q = 2$ ,  $g = -1$ , что соответствует падению узконаправленного светового пучка под брэгговским углом к основному акустическому сигналу. Для выбранного значения параметра Кляйна-Кука в дифракционной картине присутствует большое количество порядков. При  $V_1 = 2.5$  (индекс фазовой модуляции  $v_1 = 5$ ) интенсивность 3-го порядка достигает локального максимума  $\sim 12\%$ . Подмешивание гармоники с параметрами  $V_3 = 1.19$  ( $v_3 = 2.37$ ),  $\phi_3 = 0.049$  приводит к практически полному подавлению 3-го порядка. Кроме того, вместо нескольких заметных и сопоставимых по интенсивности порядков остается только 2 максимума существенной величины (с номерами 0 и 1), в то время как интенсивность остальных не превышает 4–5%. Такой случай АО взаимодействия формально выглядит как близкий к брэгговскому режим дифракции.

Таким образом, подмешивание гармоник дает возможность не только эффективно подавлять избранные порядки, но и “прореживать” пространственный спектр интенсивности света, подавляя целые группы порядков или же формируя определенную многолучевую картину дифракции.

### ВЛИЯНИЕ РАСХОДИМОСТИ СВЕТОВОГО ПУЧКА НА ИЗБИРАТЕЛЬНОЕ ПОДАВЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ПОРЯДКОВ

Исходя из физической картины взаимодействия, можно предсказать некоторые особенности взаимодействия в том случае, когда световой пучок нельзя считать коллимированным.

Поле любого порядка дифракции есть результат интерференции световых пучков, распространяющихся в одном направлении, но прошедших разное по составу и количеству рассеяние на гармониках (потому форма спектров пучков может быть различной). Селективное подавление возможно в результате взаимного подавления этих световых пучков, что аналогично условию минимума интенсивности при интерференции. Но для этого необходимо два условия. Во-первых, чтобы для всех существенных плоских волн в спектре падающего света необходимые для подавления параметры гармоники (рассчитанные в плосковолновом приближении) были близки. И, во-вторых, чтобы были близки формы угловых спек-

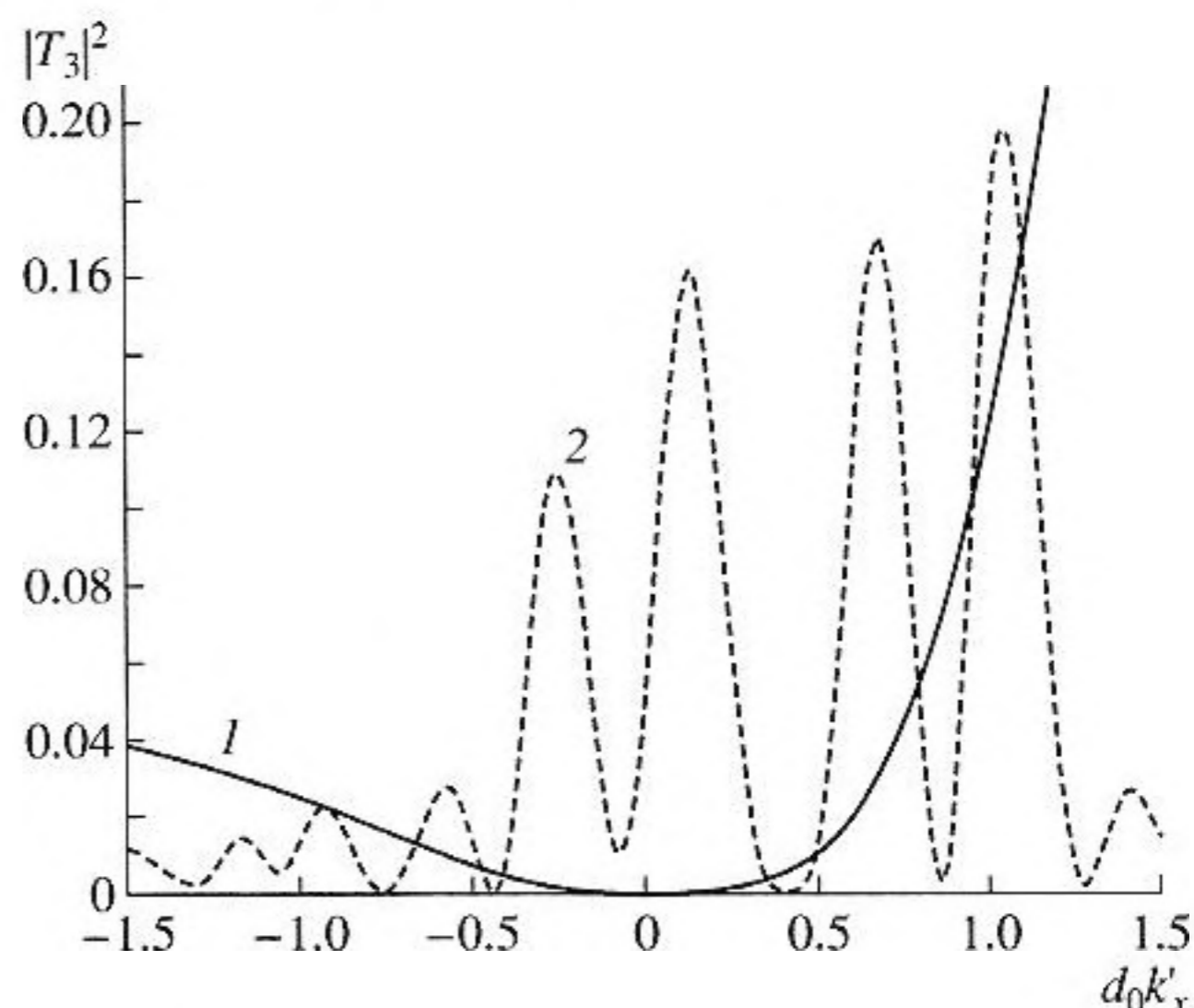


Рис. 2. Подавление 3-го дифракционного порядка при подмешивании третьей гармоники в случае неколлимированного падающего света.  $G = 1$  (1), 5 (2).

тров интерферирующих пучков. Первое условие нарушается вблизи областей параметров, неудачных для подавления (примеры приведены в разделе 2). Таких областей немного, поэтому считаем, что это условие выполняется. Второе условие невозможно выполнить, если  $G \sim 1$  и тем более при  $G \gg 1$ . Действительно, в этом случае интерферирующие пучки несут информацию не только о падающем свете, но и о звуковом пучке. Но спектры плоских волн для звука основной частоты и для гармоники существенно различаются. Именно поэтому невозможно полностью подавить избранный порядок.

Предположим, что выполнены условия подавления центральной плоской волны избранного порядка. При смещении от направления этой волны качество подавления будет ухудшаться, так как неодинаково рассогласование между плоскими волнами, составляющими основную часть дифракционных порядков. Можно предположить, что при некотором угловом удалении подавление может смениться усилением взаимодействующих волн, а потом опять ослаблением. Ясно, что угловой спектр подавляемого порядка может приобрести вид чередующихся минимумов и максимумов.

Эти качественные рассуждения подтверждает моделирование, проведенное при значениях  $Q = 2$ ,  $g = -1$ ,  $V_1 = 2.5$ . Как показано ранее, добавление 3-й гармоники с параметрами  $V_3 = 1.19$ ,  $\phi_3 = 0.049$  приводит к подавлению центральной волны 3-го порядка. Рис. 2 иллюстрирует, как меняется  $|T_3(k'_x)|^2$  при увеличении параметра  $G$  в пределах существенной части плоских волн порядка ( $d_0 k'_x \sim 1$ ).

Видно, что качество подавления падает, и постепенно угловой спектр подавляемого порядка распадается на отдельные полосы.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В промежуточном режиме АО дифракции добавление к монохроматическому акустическому сигналу его гармоник дает дополнительную возможность управления пространственным спектром дифракционных порядков. При этом:

1. Если угол расходимости света много меньше угла расходимости звукового пучка, то подмешивание второй акустической гармоники позволяет полностью подавить любой дифракционный порядок с номером  $|p| \geq 2$ . Фаза и амплитуда гармоники при этом определяются геометрией взаимодействия. Подмешивание 3-й гармоники аналогичным образом позволяет подавить порядки с номерами  $|p| \geq 3$ .

2. Существуют области параметров, которые определяются поперечным распределением амплитуды в звуковом столбе, когда такое подавление становится неэффективным. Физически это обусловлено тем, что становятся слабыми эффекты рассеяния света на гармонике.

3. При увеличении расходимости падающего светового пучка качество подавления выбранного дифракционного порядка падает, так как различаются условия подавления для плоских волн в пределах основной части пучка. В результате угловой спектр интенсивности подавляемого порядка модулирован в поперечном сечении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 06-02-08019-офи и № 07-02-00414-а).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Котов В.М. Акустооптическое умножение частоты сдвига оптического излучения на основе брэгговского поляризационного расщепления // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 5. С. 649–652.
2. Капустина О.А. Пути совершенствования акустооптических преобразователей на жидких кристаллах // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 2. С. 204–210.
3. Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В., Можжев В.Г. Близкое к обратному отражение объемных акустических волн при скользящем падении в кристалле парателлурита // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 3. С. 297–305.
4. Viener A.V., Proklov V.V., Rezvov Yu.G. To possibility of selective high diffraction orders suppression for narrow band radio signal by means of the 3-rd signal harmonic adding in the Raman-Nath regime // VII International conference for young researches "Wave electronics and its applications in the information and telecommunication systems". Program and abstracts. 12–15 September, 2004. St. Petersburg. P. 53–54.
5. Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г. Избирательное подавление порядков дифракции Рамана-Ната на монохроматическом звуковом сигнале при добавлении к нему третьей гармоники // Радиотехника. 2005. Т. 50. № 8. С. 19–24.
6. Проклов В.В., Резвов Ю.Г., Чесноков В.Н., Чесноков Л.Н. Условия подавления пространственных гармоник при двухчастотном акустооптическом взаимодействии в режиме Рамана-Ната // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 1. С. 91–97.
7. Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
8. Корпел А. Акустооптика. Пер. с англ. М.: Мир, 1993. 240 с. (A.Korpel. Acousto-optics. 1988 by Marcel Dekker, Inc).
9. Парыгин В.Н., Вершубский А.В., Филатова Е.Ю. Оптимизация функции пропускания акустооптической ячейки с аподизированным пьезопреобразователем // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 9. С. 73–78.

## Isotropic Diffraction of a Light Beam by Acoustic Waves of Fundamental Frequency and Harmonics

S. N. Antonov<sup>a</sup>, A. V. Vainer<sup>a</sup>, V. V. Proklov<sup>a</sup>, and Yu. G. Rezvov<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, pl. Vvedenskogo 1, Fryazino, Moscow Region, 141190 Russia

<sup>b</sup> Novomoskovsk Institute, Mendeleev Russian Chemical Technological University, ul. Druzhby 8, Novomoskovsk, Tula Region, 301665 Russia

**Abstract**—A set of equations describing acoustooptic diffraction of a light beam by acoustic waves of fundamental frequency and its harmonics in an isotropic medium is obtained. The possibility of suppressing higher diffraction orders by adding the second or third harmonic to the fundamental monochromatic acoustic signal is theoretically justified. It is demonstrated that the maximum degree of suppression decreases with an increase in the light beam divergence. Results of simulation are presented for some particular cases of diffraction.