АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2003, том 49, № 6, с. 761–767

УДК 534.1

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ С ТРЕМЯ ЧАСТОТНЫМИ КОМПОНЕНТАМИ

© 2003 г. А. В. Вершубский, В. Н. Парыгин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

119992 Москва, Воробьевы горы

E-mail: parygin@osc162.phys.msu.su

Поступила в редакцию 19.11.2002 г.

Теоретически исследована коллинеарная дифракция света на трехчастотном звуке. Рассчитано распределение амплитуд прошедших и дифрагированных световых волн по длине ячейки при различных величинах звуковых сигналов. Исследованы зависимость интенсивностей основных дифракционных максимумов от разности частот в компонентах акустического сигнала при различных случаях соотношения амплитуд этих компонент. Показано, что характер этой зависимости для волны, находящейся в синхронизме, существенно отличается от таковой для двух остальных волн, характеризующихся расстройками. Исследована зависимость амплитуд основных и паразитных дифракционных максимумов от эффективности акустооптического взаимодействия. Показано, что паразитные комбинационные компоненты в дифрагированном свете могут играть значительную роль, если эффективность дифракции достаточно велика и превышает 80%.

ВВЕДЕНИЕ

В основе явления акустооптического взаимодействия лежит эффект фотоупругости, т.е. изменение показателя преломления среды под действием упругих напряжений. Вследствие этого распространяющаяся в оптически прозрачной среде акустическая волна представляет собой фазовую дифракционную решетку, перемещающуюся со скоростью звука. Проходя через акустическое поле, свет дифрагирует на неоднородностях показателя преломления. Важной областью практического применения эффектов акустооптического взаимодействия являются системы обработки информации, где акустооптические устройства используются для обработки СВЧ-сигналов в реальном масштабе времени. В зависимости от назначения имеется несколько типов акустооптических приборов: дефлекторы, модуляторы, фильтры, процессоры и другие [1–5].

Теория акустооптического взаимодействия для монохроматических волн в настоящее время достаточно хорошо разработана. Она описывает не только дифракцию света на плоской звуковой волне [6, 7], но и учитывает ограниченные трехмерные расходящиеся пучки [8, 9]. Однако, в ряде акустооптических приборов, особенно в системах оптической обработки информации, используются немонохроматические звуковые пучки [10]. Поскольку акустооптическая ячейка является нелинейным элементом по отношению к акустическому сигналу, то спектр дифрагированного света оказывается обогащенным комбинационными частотами акустических сигналов. Это существенно ограничивает, например, динамический диапазон акустооптических устройств. В работе [11] теоретически исследовалась дифракция света на многочастотном звуке с выраженной нелинейностью фотоупругости. В ней показано, что наличие двух разных видов нелинейности дает возможность в некоторых случаях эффективно подавлять комбинационные сигналы, что позволяет значительно расширить динамический диапазон прибора.

Одним из важнейших устройств акустооптики, нашедших широкое применение в области оптической обработки информации, является анализатор спектра радиосигналов [3]. В нем анализируемый сигнал подается на пьезопреобразователь и распространяется в виде звукового сигнала в акустооптической среде. Свет от лазерного источника дифрагирует на ультразвуке, причем каждая спектральная составляющая акустической волны дает дифрагированный пучок света со своим направлением распространения. Это позволяет судить о спектральном составе анализируемого сигнала.

Все характеристики анализатора спектра обычно рассчитываются из условий дифракции света на гармонической акустической волне. Однако такой подход справедлив только для линейного акустооптического устройства. Реальное акустооптическое взаимодействие является нелинейным, даже если можно пренебречь акустической и оптической нелинейностью среды. Специфическая акустооптическая нелинейность связана с многократным рассеянием света на звуке и

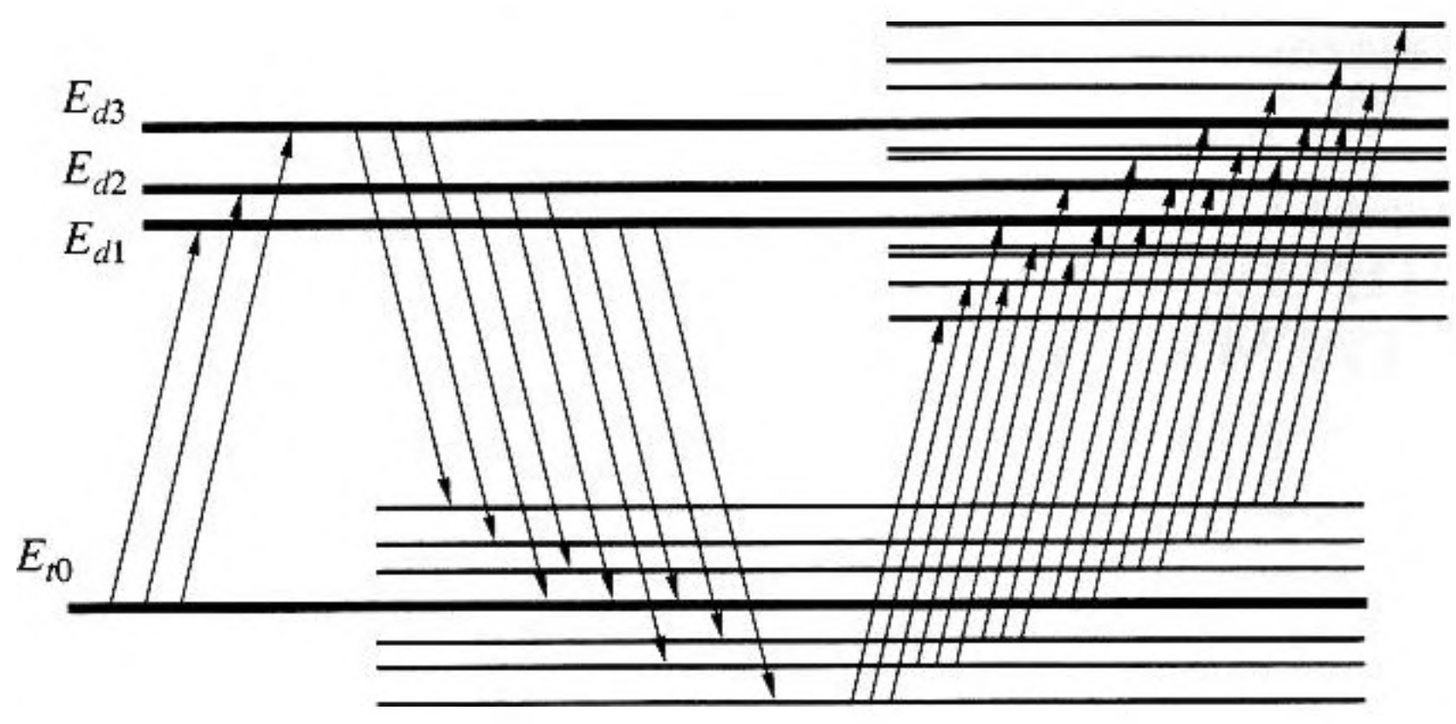

Рис. 1. Диаграмма дифракции света на трехчастотном акустическом сигнале. Линии обозначают уровни основных и комбинационных частот, стрелками показаны возможные переходы при рассеянии света на звуке.

особенно ярко проявляется при дифракции света на многочастотном звуковом сигнале.

Данная работа посвящена особенностям дифракции света на многочастотном сигнале на примере трехчастотного акустического пучка. Принципиальная необходимость рассмотрения трехчастотного сигнала состоит в том, что при двухчастотном сигнале невозможно оценить реальный динамический диапазон устройства, поскольку при любых значениях амплитуд спектральных акустических компонент истинные дифракционные максимумы всегда больше паразитных. При трехчастотном сигнале можно уменьшать амплитуду третьей компоненты относительно паразитных комбинационных компонент.

ТЕОРИЯ ТРЕХЧАСТОТНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Рассмотрим распространение светового пучка в акустооптической ячейке вдоль оси x при наличии звука, идущего в том же направлении. Вектор электрического поля света $\vec{E}$ в среде, возмущенной распространением звука, должен удовлетворять волновому уравнению [12]

$$\mathrm{rotrot}\vec{E} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\varepsilon_0\vec{E} = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\Delta\varepsilon\vec{E}, \qquad (1)$$

где ε_0 – тензор диэлектрической проницаемости среды в отсутствие звука, $\Delta\varepsilon$ – изменение тензора ε_0, вызванное распространением звука.

В случае подачи на вход акустооптической ячейки многочастотного сигнала, пьезопреобразователем в кристалле будет генерироваться звуковая волна вида

$$u = \sum_{m=1}^{N} A_m \cos(\Omega_m t - K_m x), \qquad (2)$$

где A_m, K_m и Ω_m – амплитуда, волновое число и частота парциальной звуковой волны. В настоящей работе мы рассматриваем случай дифракции света на акустической волне, состоящей из трех парциальных волн с близкими частотами. В этой ситуации, пренебрегая затуханием, вместо (2) имеем

$$u = A_1\cos\Phi_1 + A_2\cos\Phi_2 + A_3\cos\Phi_3, \qquad (3)$$

где $\Phi_i = \Omega_i t - K_i x$.

Из-за нелинейности акустооптической дифракции при взаимодействии звуковой волны (3) с падающим на ячейку светом в кристалле будет эффективно распространяться набор прошедших и дифрагированных волн с комбинационными частотами. Ограничившись нелинейностью третьего порядка, мы получим семь прошедших и двенадцать дифрагированных волн со своими частотами. В данной работе рассматривается случай, когда одна из парциальных волн находится в синхронизме (т.е. точно удовлетворяет условию Брэгга), а две другие расстроены относительно этого условия. При этом параметры расстройки η могут быть определены из следующих соотношений

$$\begin{aligned} k_t + K_1 &= k_d \\ k_t + K_2 &= k_d + \eta_1 \\ k_t + K_3 &= k_d + \eta_2, \end{aligned} \qquad (4)$$

где k_t, k_d – волновые числа падающей и дифрагированной световой волн, $\eta_1 = K_2 - K_1$, $\eta_2 = K_3 - K_1$. Здесь и далее индекс t относится к падающей ком-

Основные характеристики каждой из парциальных световых волн, распространяющихся в ячейке при трехчастотном акустооптическом взаимодействии в случае учета нелинейности не выше третьего порядка

Амплитуда соответствующей световой волны	Волновое число	Сдвиг частоты относительно ω	Параметр расстройки относительно k_t или k_d	Амплитуды акустических компонент
E_{t0}	k_t	0		
E_{t1}	$k_t + K_1 - K_3$	$\Omega_1 - \Omega_3$	$-\eta_2$	A_1A_3
E_{t2}	$k_t + K_2 - K_3$	$\Omega_2 - \Omega_3$	$\eta_1 - \eta_2$	A_2A_3
E_{t3}	$k_t + K_1 - K_2$	$\Omega_1 - \Omega_2$	$-\eta_1$	A_1A_2
E_{t4}	$k_t + K_2 - K_1$	$\Omega_2 - \Omega_1$	η_1	A_1A_2
E_{t5}	$k_t + K_3 - K_2$	$\Omega_3 - \Omega_2$	$\eta_2 - \eta_1$	A_2A_3
E_{t6}	$k_t + K_3 - K_1$	$\Omega_3 - \Omega_1$	η_2	A_3A_1
E_{d1}	$k_t + K_1 = k_d$	Ω_1		A_1
E_{d2}	$k_t + K_2 = k_d + \Delta K_2$	Ω_2	η_1	A_2
E_{d3}	$k_t + K_3 = k_d + \Delta K_3$	Ω_3	η_2	A_3
E_{d4}	$k_d - \Delta K_3$	$2\Omega_1 - \Omega_3$	$-\eta_2$	$A_1A_3A_1$
E_{d5}	$k_d + \Delta K_2 - \Delta K_3$	$\Omega_1 - \Omega_3 + \Omega_2$	$\eta_1 - \eta_2$	$A_1A_3A_2$
E_{d6}	$k_d - \Delta K_2$	$2\Omega_1 - \Omega_2$	$-\eta_1$	$A_1A_2A_1$
E_{d7}	$k_d + \Delta K_2 - \Delta K_3$	$2\Omega_2 - \Omega_3$	$2\eta_1 - \eta_2$	$A_2A_3A_2$
E_{d8}	$k_d - \Delta K_2 + \Delta K_3$	$\Omega_1 - \Omega_2 + \Omega_3$	$\eta_2 - \eta_1$	$A_1A_2A_3$
E_{d9}	$k_d + 2\Delta K_2$	$2\Omega_2 - \Omega_1$	$2\eta_1$	$A_2A_1A_2$
E_{d10}	$k_d + \Delta K_2 + \Delta K_3$	$\Omega_2 - \Omega_1 + \Omega_3$	$\eta_1 + \eta_2$	$A_2A_1A_3$
E_{d11}	$k_d + 2\Delta K_3 - \Delta K_2$	$2\Omega_3 - \Omega_2$	$2\eta_2 - \eta_1$	$A_3A_2A_3$
E_{d12}	$k_d + 2\Delta K_3$	$2\Omega_3 - \Omega_1$	$2\eta_2$	$A_3A_1A_3$

поненте, а индекс d – к дифрагированной компоненте.

Диаграмма на рис. 1 иллюстрирует особенности дифракции света на трехчастотном сигнале. В результате однократного рассеяния появляются три дифрагированных пучка света с частотами $\omega + \Omega_1$, $\omega + \Omega_2$ и $\omega + \Omega_3$, где ω – частота падающего света. Повторное рассеяние каждого из этих пучков возможно на любой их трех акустических компонент. В результате этого, кроме падающего света с частотой ω, появятся световые волны с близкими частотами $\omega - \Omega_1 + \Omega_2$, $\omega - \Omega_1 + \Omega_3$, $\omega + \Omega_1 - \Omega_3$, $\omega + \Omega_2 - \Omega_3$, $\omega + \Omega_3 - \Omega_2$, $\omega + \Omega_1 - \Omega_2$. В свою очередь, может произойти рассеяние каждой из этих парциальных волн на любой из трех компонент звука. В результате появятся девять дополнительных дифрагированных пучков, которые расположатся вблизи трех основных максимумов и могут быть идентифицированы анализатором спектра как дополнительные частотные компоненты анализируемого сигнала. Основной метод селекции истинных компонент сигнала от паразитных состоит в том, что амплитуды последних меньше по величине. Однако использование такого метода ограничивает динамический диапазон анализатора спектра.

Дополнением к диаграмме рассеяния света, изображенной на рис. 1, является таблица 1, которая описывает основные характеристики каждой из парциальных световых волн, распространяющихся в акустооптической ячейке. Каждая такая волна характеризуется своим волновым числом, сдвигом частоты относительно падающего светового пучка, параметром расстройки, а также амплитудами акустических компонент, на которых происходило последовательное рассеяние.

Как известно, в случае коллинеарной дифракции оптическое поле в области взаимодействия света и звука может быть представлено как сумма падающего и дифрагированного пучков, которые в рассматриваемом случае кубической нелинейности взаимодействия могут быть представлены как

$$E(x, t) = \sum_{i=0}^{6} E_{ti}(x, t) + \sum_{j=1}^{12} E_{dj}(x, t). \qquad (5)$$

После подстановки (5) в волновое уравнение (1) путем приравнивания коэффициентов при одинаковых частотах можно получить систему уравне-

ний, связывающую амплитуды прошедших и дифрагированных волн

$$\frac{dE_{t0}}{dx} = \frac{q_1}{2}E_{d1} + \frac{q_2}{2}E_{d2}e^{j\eta_1 x} + \frac{q_3}{2}E_{d3}e^{j\eta_2 x}$$

$$\frac{dE_{t1}}{dx} = \frac{q_1}{2}E_{d1} + \frac{q_7}{2}E_{d4}e^{-j\eta_2 x} + \frac{q_8}{2}E_{d5}e^{j(\eta_1-\eta_2)x}$$

$$\frac{dE_{t2}}{dx} = \frac{q_2}{2}E_{d2}e^{j\eta_1 x} + \frac{q_8}{2}E_{d5}e^{-j(\eta_1-\eta_2)x} + \frac{q_{10}}{2}E_{d7}e^{j(2\eta_1-\eta_2)x}$$

$$\frac{dE_{t3}}{dx} = \frac{q_1}{2}E_{d1} + \frac{q_9}{2}E_{d6}e^{-j\eta_1 x} + \frac{q_8}{2}E_{d8}e^{j(\eta_2-\eta_1)x}$$

$$\frac{dE_{t4}}{dx} = \frac{q_2}{2}E_{d2}e^{j\eta_1 x} + \frac{q_{11}}{2}E_{d9}e^{2j\eta_1 x} + \frac{q_8}{2}E_{d10}e^{j(\eta_1+\eta_2)x}$$

$$\frac{dE_{t5}}{dx} = \frac{q_3}{2}E_{d3}e^{j\eta_2 x} + \frac{q_8}{2}E_{d8}e^{j(\eta_2-\eta_1)x} + \frac{q_{12}}{2}E_{d11}e^{j(2\eta_2-\eta_1)x}$$

$$\frac{dE_{t6}}{dx} = \frac{q_3}{2}E_{d3}e^{j\eta_2 x} + \frac{q_8}{2}E_{d10}e^{j(\eta_1+\eta_2)x} + \frac{q_{13}}{2}E_{d12}e^{2j\eta_2 x}$$

$$\frac{dE_{d1}}{dx} = -\frac{q_1}{2}E_{t0} - \frac{q_4}{2}E_{t1}e^{-j\eta_2 x} - \frac{q_6}{2}E_{t3}e^{-j\eta_1 x}$$

$$\frac{dE_{d2}}{dx} = -\frac{q_2}{2}E_{t0} - \frac{q_6}{2}E_{t4}e^{j\eta_1 x} - \frac{q_5}{2}E_{t2}e^{-j(\eta_2-\eta_1)x} \qquad (6)$$

$$\frac{dE_{d3}}{dx} = -\frac{q_3}{2}E_{t0} - \frac{q_4}{2}E_{t6}e^{-j\eta_2 x} - \frac{q_5}{2}E_{t5}e^{-j(\eta_1-\eta_2)x}$$

$$\frac{dE_{d4}}{dx} = -\frac{q_4}{2}E_{t1}e^{-j\eta_2 x}$$

$$\frac{dE_{d5}}{dx} = -\frac{q_4}{2}E_{t1}e^{-j\eta_2 x} - \frac{q_5}{2}E_{t2}e^{-j(\eta_2-\eta_1)x}$$

$$\frac{dE_{d6}}{dx} = -\frac{q_6}{2}E_{t3}e^{-j\eta_1 x}$$

$$\frac{dE_{d7}}{dx} = -\frac{q_5}{2}E_{t2}e^{-j(\eta_2-\eta_1)x}$$

$$\frac{dE_{d8}}{dx} = -\frac{q_6}{2}E_{t3}e^{-j\eta_1 x} - \frac{q_5}{2}E_{t5}e^{-j(\eta_1-\eta_2)x}$$

$$\frac{dE_{d9}}{dx} = -\frac{q_6}{2}E_{t4}e^{j\eta_1 x}$$

$$\frac{dE_{d10}}{dx} = -\frac{q_6}{2}E_{t4}e^{j\eta_1 x} - \frac{q_4}{2}E_{t6}e^{j\eta_2 x}$$

$$\frac{dE_{d11}}{dx} = -\frac{q_5}{2}E_{t5}e^{-j(\eta_1-\eta_2)x}$$

$$\frac{dE_{d12}}{dx} = -\frac{q_4}{2}E_{t6}e^{-j\eta_2 x}.$$

Здесь $q_1 = E_iA_1$, $q_2 = E_iA_2$, $q_3 = E_iA_3$, $q_4 = E_iA_1A_3$, $q_5 = E_iA_2A_3$, $q_6 = E_iA_1A_2$, $q_7 = E_iA_1^2A_3$, $q_8 = A_1A_2A_3$, $q_9 = E_iA_1^2A_2$, $q_{10} = E_iA_2^2A_3$, $q_{11} = E_iA_2^2A_1$, $q_{12} = E_iA_3^2A_2$, $q_{13} = E_iA_3^2A_1$.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

С помощью системы уравнений (6) было рассчитано распределение амплитуд световых волн вдоль ячейки при различных соотношениях амплитуд компонент звукового сигнала. Результаты расчета представлены на рис. 2. Длина области взаимодействия выбиралась такой, чтобы происходила полная перекачка энергии из волны E_{t0}. Величины расстроек η_1 и η_2, определенные соотношениями (4), слабо влияют на качественные результаты расчета распределения амплитуд света и только уменьшают перекачку энергии в дифракционный максимум. Поэтому при данном расчете они полагались небольшими.

В случае почти равных значений амплитуд спектральных акустических компонент (рис. 2а) интенсивности основных дифракционных максимумов достигают примерно 20% от величины интенсивности падающего света. При этом доля паразитных максимумов в падающем свете составляет 3–7%, а в дифрагированном достигает 3%. Таким образом, динамический диапазон анализатора спектра при высокой эффективности дифракции составляет порядка 10 дБ. При большем различии амплитуд анализируемых сигналов (рис. 2б) динамический диапазон незначительно возрастает. Из характера распределения амплитуд световых волн видно, что паразитные амплитуды в дифракционном максимуме нарастают по длине взаимодействия значительно быстрее, чем основные. Поэтому следует уменьшить эффективность дифракции по крайней мере вдвое для заметного увеличения динамического диапазона анализатора спектра.

На рис. 3 изображены зависимости интенсивностей основных дифракционных максимумов $E_{di}E_{di}^*$ ($i = 1\ldots3$) от величины ηl как для случая почти равных амплитуд компонент акустического сигнала $A_1 \approx A_2 \approx A_3$ (рис. 3а), так и для случая, когда эти амплитуды существенно различаются (рис. 3б). Как видно из полученных кривых, характер этой зависимости для волны, находящейся в синхронизме (кривые *1*), существенно отличает-

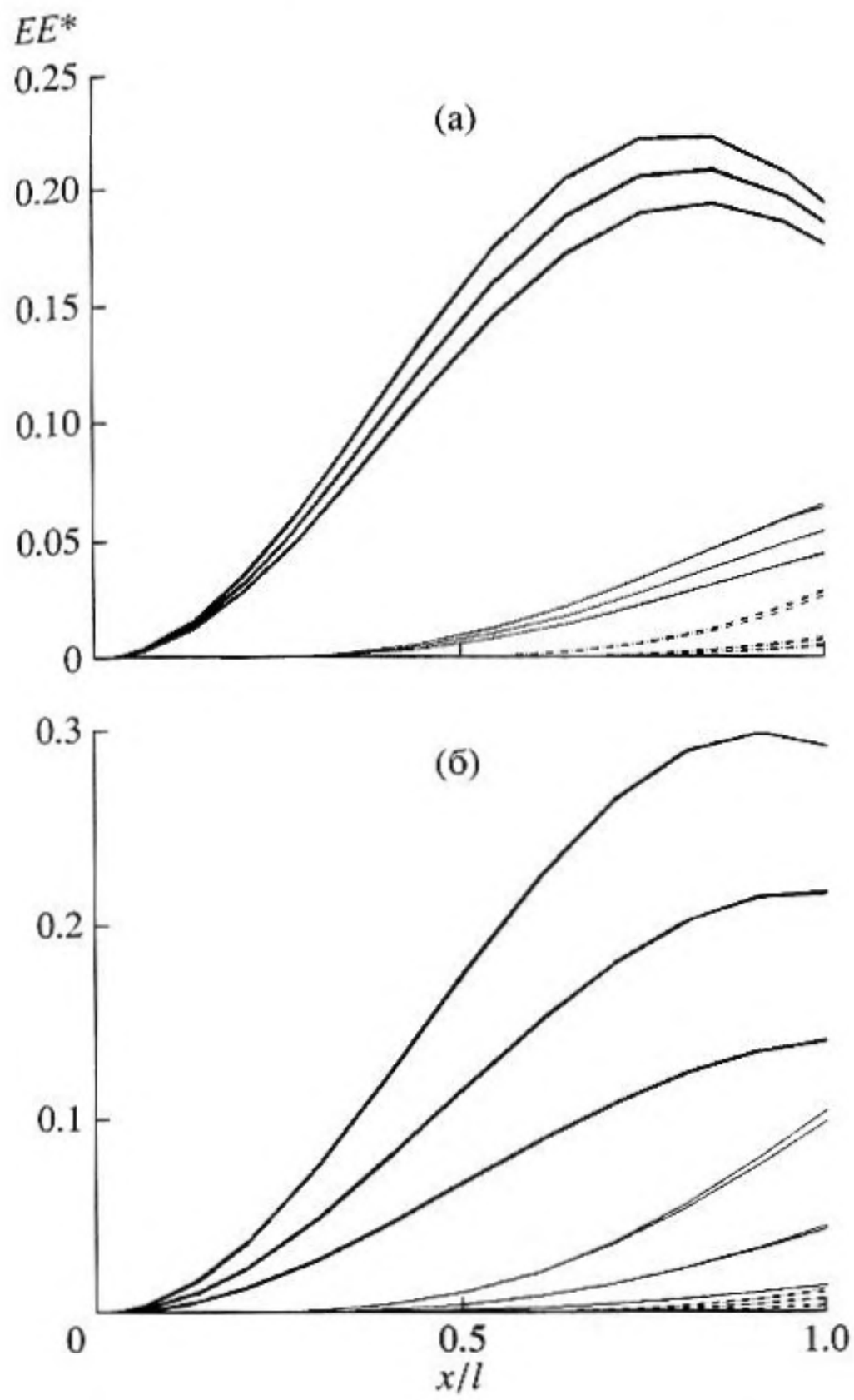

Рис. 2. Распределение амплитуд световых волн вдоль ячейки при различных соотношениях амплитуд компонент звукового сигнала. Полужирные кривые – амплитуды волн основных частот, тонкие сплошные кривые – амплитуды волн комбинационных частот в прошедшем свете, пунктирные кривые – амплитуды волн комбинационных частот в дифрагированном свете. $A_1 : A_2 : A_3 = 1 : 0.95 : 0.9$ (а), $A_1 : A_2 : A_3 = 1 : 0.8 : 0.6$ (б). $\eta_1 l = 0.1$; $\eta_2 l = 0.15$.

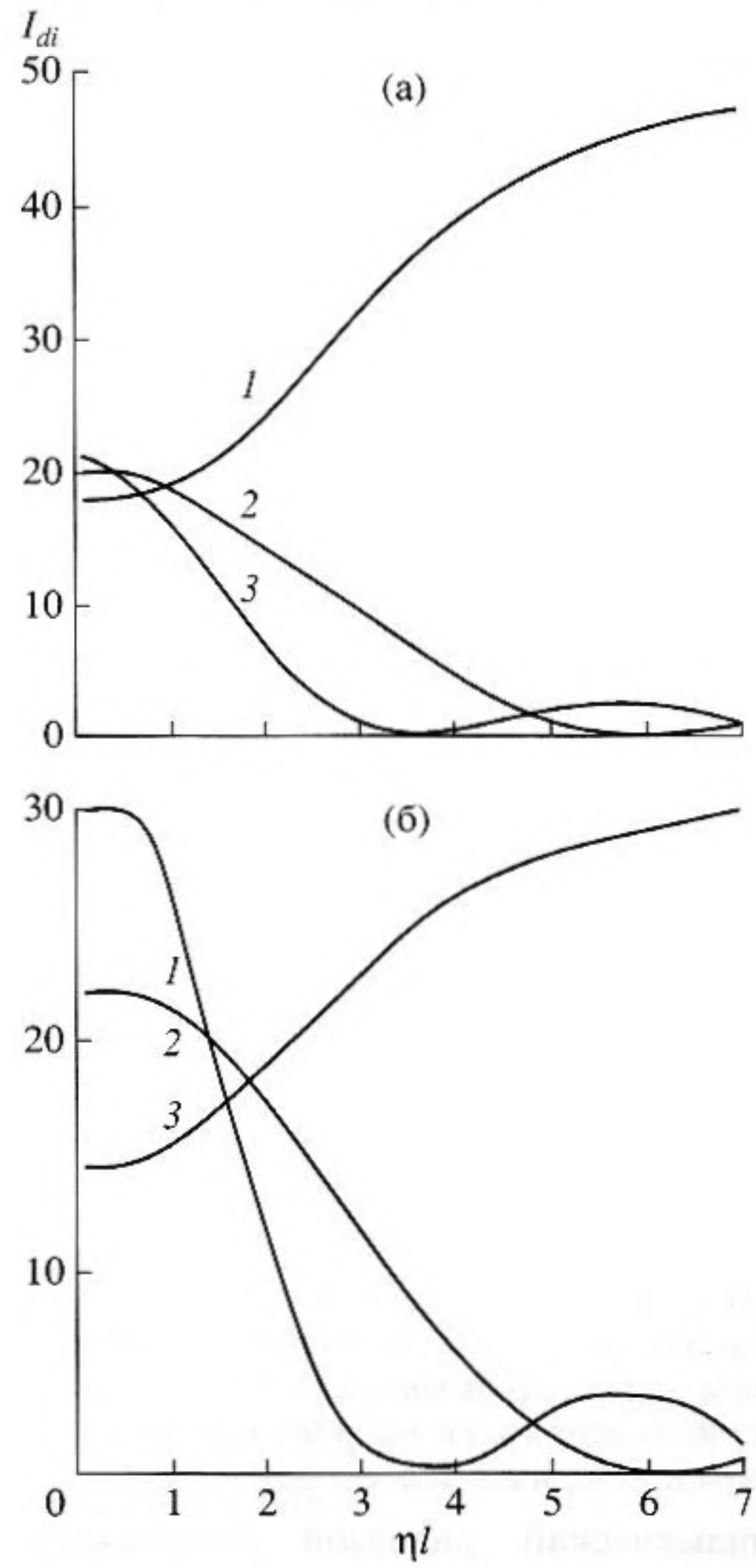

Рис. 3. Зависимость интенсивностей основных дифракционных максимумов $E_{di}E_{di}^*$ ($i = 1...3$) от величины ηl. Кривые *1* соответствуют волне, находящейся в синхронизме, кривые *2* – волне с расстройкой η_1, кривые *3* – волне с расстройкой η_2. $A_1 \approx A_2 \approx A_3$ (а), $A_1 : A_2 : A_3 = 1 : 0.8 : 0.6$ (б). $\eta_2 = 1.5\eta_1$.

ся от таковой для двух остальных волн, характеризующихся расстройками η_1 и η_2 (кривые *2* и *3*). Это связано с перераспределением энергии между волнами в дифрагированном максимуме. Для волн E_{d2}, E_{d3} кривые имеют вид, характерный для обычной функции пропускания акустооптического фильтра, т.е. основной максимум и боковые лепестки. Естественно, что ширина основного лепестка пропускания больше у волны, у которой меньше ΔK. Для волны E_{d1} кривая имеет монотонный характер и растет за счет понижения энергии в двух компонентах полезного сигнала. Если сравнить кривые рис. 3а и рис. 3б, то можно отметить, что ширина и положение бокового лепестка кривых пропускания для расстроенных волн E_{d2}, E_{d3} практически не меняются, однако для волны, находящейся в синхронизме, относительный прирост интенсивности оказывается больше в случае, когда амплитуды компонент акустического сигнала почти равны. Интересно отметить, что суммарная интенсивность трех рассматриваемых дифрагированных волн основных частот падает с ростом величины ηl, несмотря на уменьшение суммарной интенсивности паразитных комбинационных компонент. Это связано с общим уменьшением эффективности дифракции при сохранении фиксированной длины области акустооптического взаимодействия, т.е. все больше энергии

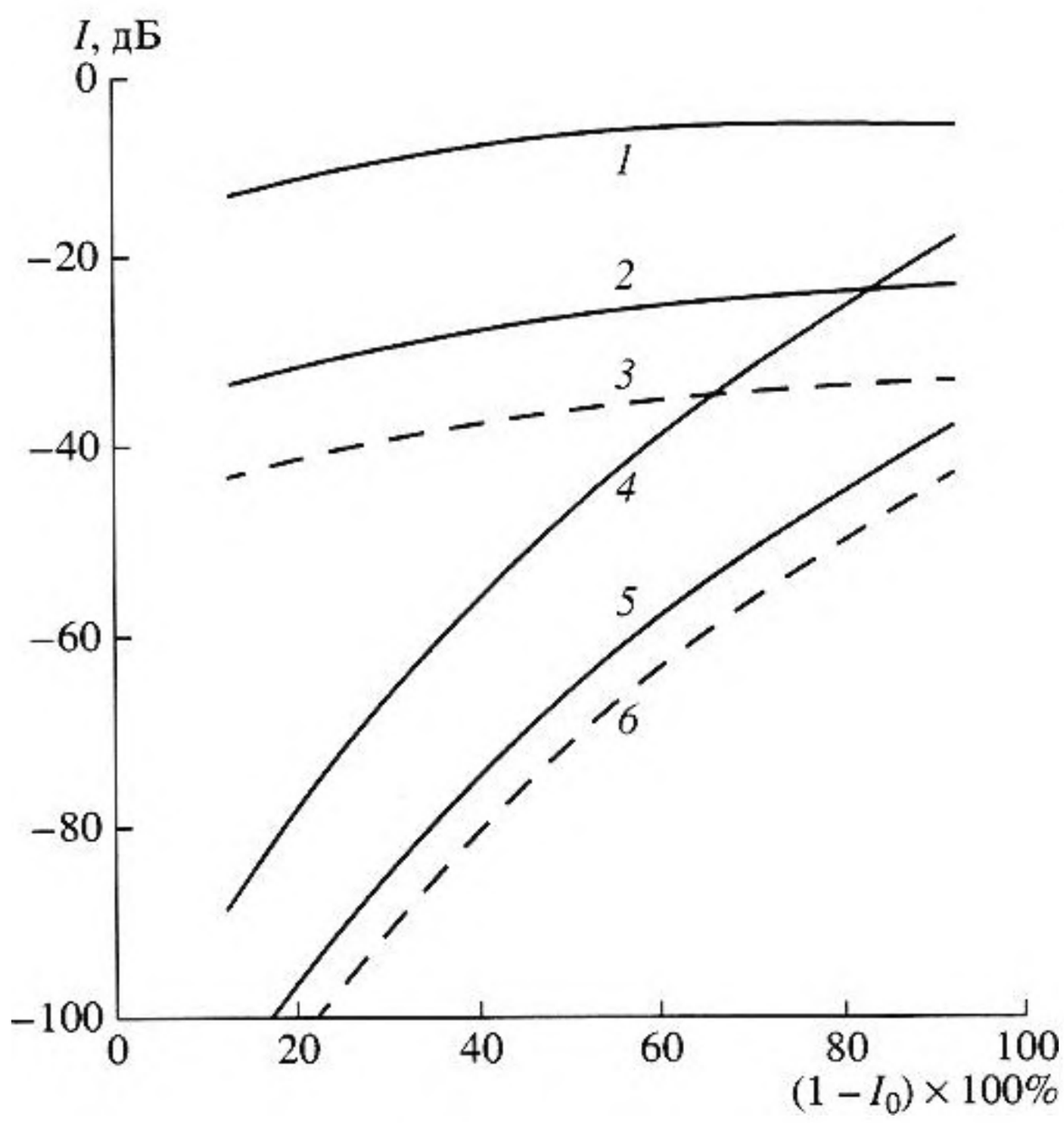

Рис. 4. Зависимость интенсивностей основных и паразитных дифракционных максимумов от эффективности акустооптического взаимодействия.

остается в падающем световом пучке. Естественно, что такой эффект проявляется наибольшим образом на рис. 3б, поскольку в рассматриваемом случае интенсивности паразитных комбинационных компонент изначально были меньше.

Динамический диапазон акустооптических анализаторов спектра определяется разницей между уровнями истинных и паразитных компонент в исследуемом дифракционном свете. Поэтому необходимо рассчитать зависимость амплитуд основных и паразитных дифракционных максимумов от эффективности акустооптического взаимодействия. Результаты расчета представлены на рис. 4. Кривая *1* на этом рисунке изображает интенсивность основных дифракционных максимумов в зависимости от эффективности дифракции в случае равенства амплитуд всех трех спектральных компонент акустического сигнала. При этом кривые *4* и *5* определяют границы интенсивностей паразитных максимумов. С уменьшением эффективности дифракции эти максимумы, соответствующие волнам комбинационных частот, убывают значительно быстрее чем основные. Это обстоятельство позволяет при эффективности дифракции 20% получить динамический диапазон свыше 60 дБ.

Кривая *2* на рисунке соответствует снижению амплитуды третьей акустической компоненты на 20 дБ по сравнению с двумя остальными. В этом случае при большой эффективности акустооптического взаимодействия третья компонента полезного сигнала оказывается меньше, чем некоторые паразитные максимумы. В такой ситуации при анализе исследуемого сигнала ее обнаружить невозможно. При уменьшении амплитуды третьей акустической компоненты на 30 дБ (кривая *3* на рис. 4), ее можно обнаружить только путем дальнейшего снижения эффективности дифракции вплоть до 60%. Интересно отметить, что коридор величин паразитных максимумов изменяется только у своей нижней границы, которая понижается с уменьшением амплитуды A_3 до кривой *6*. Верхняя граница коридора паразитных максимумов не зависит от амплитуды третьей акустической компоненты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показали проведенные исследования, паразитные комбинационные компоненты в дифрагированном свете могут играть значительную роль, если эффективность дифракции достаточно велика и превышает 80%. Принципиальная возможность значительного уменьшения амплитуды паразитных максимумов акустооптического анализатора спектра была продемонстрирована в работе [13]. Там предлагалось осуществлять предварительное искажение входного сигнала, подаваемого на анализатор, которое скомпенсировало бы кубическую нелинейность его характеристики. Таким образом, удавалось расширить динамический диапазон спектроанализатора не менее чем на 20 дБ.

Можно предложить еще один метод выделения истинных компонент акустического сигнала из паразитных. Для этого можно использовать различную скорость уменьшения амплитуд истинных и паразитных компонент дифрагированного света при изменении амплитуды анализируемого сигнала. Если во время измерения снизить амплитуду входного сигнала до 0.7 дБ от исходного значения, то интенсивность основных максимумов понизится на 3 дБ, а интенсивности максимумов комбинационных волн на 9 дБ. Таким образом, те компоненты дифрагированного света, которые быстро убывают при уменьшении амплитуды входного сигнала, являются паразитными и не должны учитываться при спектральном анализе радиочастотного сигнала, поданного на вход акустооптического спектроанализатора.

В реальных случаях необходимо также учитывать присутствие в системе неустранимых шумов, определяемых рассеянием света на неоднородностях в объеме и на поверхности кристалла, образующего акустооптическую ячейку. Эти шумы определяют минимальный уровень амплитуды входного сигнала. Обычно этот уровень составляет –60…–70 дБ от максимального уровня входного сигнала. Поэтому подавление уровня комби-

национных паразитных компонент ниже уровня шумов является бесполезным и оптимальное уменьшение эффективности дифракции для выбора рабочей области анализатора соответствует снижению паразитных максимумов до уровня шумов в системе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Korpel A.* Acousto-Optics. Marcel Dekker Inc., N.Y., 1997. 330 p.
2. *Jieping Xu., Stroud R.* Acousto-Optic devices. John Wiley & Sons Inc., N.Y. 1992. 291 p.
3. *Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 232 с.
4. *Парыгин В.Н., Вершубский А.В., Холостов К.А.* Акустооптическая фильтрация с помощью звуковых цугов малой длительности // Журн. Технической физики. 2000. Т. 70. № 8. С. 91–96.
5. *Voloshinov V.D.* Close to Collinear Acousto-Optical Interaction in Paratellurite // Opt. Engeneering. 1992. V. 31. № 10. P. 2089–2094.
6. *Tarn C.-W., Huang R.S., Hsieh C.-W.* Polarization changing and beam profile deformation of light during the isotropic Raman-Nath acousto-optic interaction // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 7496–7503.
7. *Chieu D. Tran., Geng-Chen Huang.* Characterization of the collinear beam acousto-optic tunable filter and its comparison with the non-collinear and the integrated acousto-optic tunable filter // Opt. Engeneering. 1999. V. 38. № 7. P. 1143–1148.
8. *Парыгин В.Н., Вершубский А.В.* Сильное акустооптическое взаимодействие коллинеарных гауссовских пучков // оптика и спектроскопия. 1997. Т. 82. № 1. С. 138–144.
9. *Парыгин В.Н., Вершубский А.В., Резвов Ю.Г.* Акустооптическое взаимодействие расходящихся гауссовых пучков в анизотропных средах // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 1. С. 29–36.
10. *Windels F.W., Pustovoit V.I., Leroy O.* Collinear acousto-optic diffraction using two nearby sound frequencies // Ultrtasonics. 2000. P. 586–589.
11. *Проклов В.В., Чесноков В.Н.* Особенности многочастотного акустооптического взаимодействия в материалах с резонансной фотоупругостью // Физика твердого тела. 1994. Т. 36. № 11. С. 3268–3278.
12. *Парыгин В.Н., Вершубский А.В., Петров С.В.* Коллинеарное акустооптическое взаимодействие ограниченных пучков // Изв. РАН. Сер. Физ. 2000. Т. 64. № 12. С. 2377–2383.
13. *Парыгин В.Н., Вершубский А.В.* Подавление комбинационных частот при двухчастотном акустооптическом взаимодействии // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 10. С. 1293–1299.

Diffraction of Light by an Acoustic Wave with Three Frequency Components

A. V. Vershubskii and V. N. Parygin

Collinear light diffraction by three-frequency sound is investigated theoretically. The amplitude distributions of transmitted and diffracted light waves along the cell are calculated for different amplitudes of sound signals. The dependence of the intensity of principal diffraction peaks on the frequency difference between acoustic signal components is studied for different amplitude ratios of these components. It is shown that the character of this dependence for a wave being in synchronism differs essentially from that for two other waves characterized by detuning. The dependence of the amplitudes of principal and parasitic diffraction peaks on the efficiency of acoustooptic interaction is investigated. It is demonstrated that parasitic sideband components in diffracted light can play a considerable role, if the diffraction efficiency is sufficiently high and exceeds 80%.