

УДК 534.2:535.42

## ТЕОРИЯ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В МНОГОЧАСТОТНОМ АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПЛОСКОГО ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

© 2018 г. В. В. Проклов<sup>а, \*</sup>, Ю. Г. Резвов<sup>б, \*\*</sup>, В. А. Подольский<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
Россия 141190 Фрязино, пл. Введенского 1

<sup>б</sup>Новомосковский институт Российского химико-технологического университета им. Д.И. Менделеева  
Россия 301665 Новомосковск, ул. Дружбы 8

\*e-mail: proklov@inbox.ru

\*\*e-mail: rezvovuyug@mail.ru

Поступила в редакцию 09.04.2018 г.

Построена теория акустооптической фильтрации на основе брэгговской дифракции плоской световой волны в ближнем поле излучения акустического преобразователя, возбуждаемого электрическим сигналом с дискретным частотным спектром. Рассмотрены приближенные решения задачи при различной степени перекрытия соседних дискретных полос пропускания многополосного акустооптического фильтра (МАОФ) и различном уровне дифракционной эффективности. На частных примерах показано хорошее согласие между развитым аналитическим методом и численным расчетом при исследовании динамической функции пропускания МАОФ. Отмечено, что при недостаточном временном разрешении регистрируется усредненная функция пропускания, которая может значительно отличаться от мгновенных выборов динамической картины пропускания.

*Ключевые слова:* анизотропная дифракция света на звуке, многочастотное акустооптическое взаимодействие, акустооптическая фильтрация излучения

DOI: 10.1134/S0320791919010076

### ВВЕДЕНИЕ

В акустооптике исследуются эффекты взаимодействия между электромагнитными и акустическими волнами, механизмы которых в различных средах могут существенно различаться – от прямого эффекта фотоупругости кристаллической решетки диэлектриков и эффекта второго порядка, вызванного влиянием электронной поляризуемости при возникновении волны пространственного заряда, сопровождающей пьезоактивную акустическую волну в полупроводниках, до эффекта возникновения на свободной границе среды периодической “ряби” при распространении по ней поверхностной акустической волны (ПАВ) рэлеевского типа и т.п. (см., например, [1–3]). В настоящее время в прикладной акустооптике особенно широко используются диэлектрические среды, на базе которых создано множество акустооптических (АО) устройств, предназначенных для решения разнообразных задач в науке и технике. В частности, одним из таких типов устройств является перестраиваемый АО-фильтр (ПАОФ), предназначенный для выделения и измерения

мощности узкой спектральной линии из падающего широкополосного потока электромагнитного излучения [4–9]. Форма, ширина и местоположение полосы пропускания ПАОФ определяются геометрией АО-взаимодействия, свойствами среды, частотой и мощностью акустического пучка. ПАОФ занимают важную нишу в науке и технике, поэтому исследование особенностей АО-фильтрации не прекращается, при этом возникают новые идеи и применения.

В последние годы большой практический интерес вызывает так называемый режим многочастотной (параллельной) фильтрации, реализуемый при одновременной подаче многих акустических частот [10–12]. Установлено, что в этом случае может осуществляться дискретная многополосная АО-фильтрация (МАОФ) с возможностью формирования дискретного ряда узких полос пропускания излучения, обусловленных частотным составом акустического потока. Использование МАОФ представляется актуальным в ряде новых прикладных направлений, таких как многоканальная волоконно-оптическая связь (в том

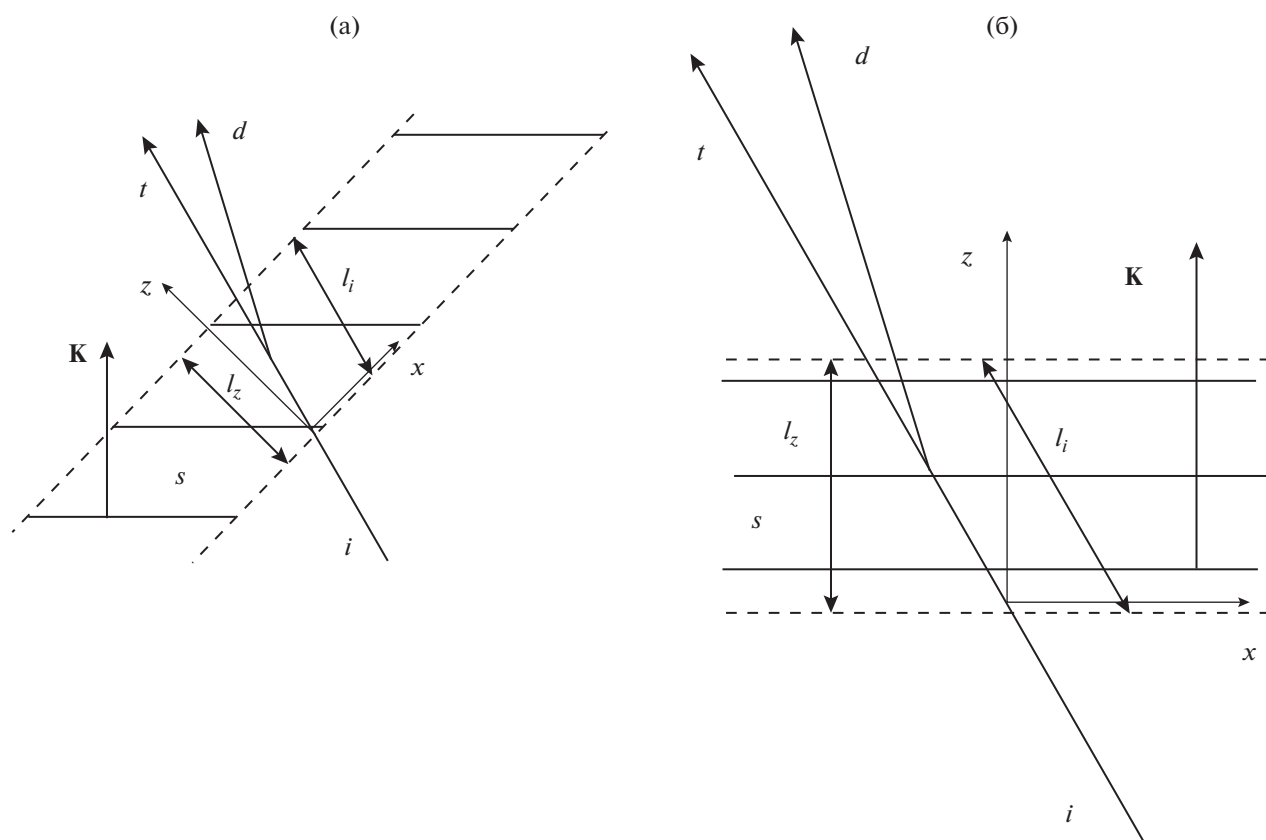


Рис. 1. Исходная (а) и трансформированная (б) геометрия взаимодействия.

числе в некогерентных высокопроизводительных оптических системах передачи данных с кодовым разделением множественных каналов доступа) [13–16], в гиперспектральных датчиках оптического дистанционного зондирования Земли [17, 18] и др. [19–21]. Следует отметить, что анализ многочастотного режима в АО-устройствах является сложной проблемой, впервые рассмотренной в работе [22]. В этом режиме возникает ряд специфических эффектов, например, дифрагированное световое поле содержит интермодуляционные компоненты.

Хорошо известно, что существенное влияние на характеристики ПАОФ оказывают ограниченность апертуры падающего света, анизотропия оптических и акустических свойств используемой среды, особенности геометрии взаимодействия, неоднородность звукового поля и прочие факторы. Тем не менее, простейшая плосковолновая модель АО-взаимодействия почти всегда пригодна для качественного исследования, а во многих случаях обеспечивает хорошее количественное согласование. С учетом многочастотного характера АО-взаимодействия использование плосковолновой модели позволяет выяснить основные особенности работы МАОФ.

Поэтому целью данной работы явилось развитие первой феноменологической теории многочастотной АО-фильтрации в брэгговском режиме взаимодействия плоской световой волны с акустической волной в ближней зоне излучения плоского электромеханического преобразователя.

## МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной модели акустическое поле считаем однородным плоскопараллельным слоем (идеализация ближнего поля излучения акустического преобразователя). На него падает плоская световая волна, принадлежащая к одной (из двух возможных в кристалле) поляризационной моде (см. рис. 1а). В результате АО-взаимодействия падающая волна (традиционно ей приписывается индекс  $i$ ) внутри звукового пучка постепенно расщепляется на проходящий свет  $t$  исходной поляризации и дифрагированный свет  $d$  другой поляризационной моды. Обычно проходящая и дифрагированная волны распространяются под небольшим углом друг к другу.

Традиционно полагают, что амплитуды плоских волн, составляющих световые пучки, меняются в направлении нормали к границе акустического возмущения (в некоторых случаях это не

так – см. [23, 24]). Поэтому ось  $z$  направим по этой нормали, ось  $x$  – вдоль границы акустического поля в плоскости АО-дифракции  $xz$ , ось  $y$  – перпендикулярно этой плоскости.

В АО часто используются материалы, которые проявляют сильную акустическую анизотропию [25–28]. Вследствие этого ярко выражен эффект сноса, и угол между волновым вектором и групповой скоростью звука может достигать десятков градусов. Можно показать, что результат АО-дифракции почти не меняется при трансформации акустического слоя определенным образом. Достаточно синхронно менять толщину слоя и ориентацию границ таким образом, чтобы оставалось постоянным расстояние  $l_i$  вдоль пересекаемого падающим световым пучком акустического возмущения. В частности, в нашем случае удобно выбрать такой эквивалентный слой, что границы столба параллельны фронту звуковой волны (рис. 1б).

В соответствии с выбранной моделью волновой вектор  $\mathbf{K}$  любой акустической компоненты направлен по оси  $z$ . В отсутствие дисперсии скорости звука акустическое поле представляет собой суперпозицию независимых спектральных компонент. Для компоненты с циклической частотой  $\Omega$  проекции волнового вектора равны  $K_z = \frac{\Omega}{v_s}$ ,  $K_x = K_y = 0$ , где  $v_s$  – скорость звука.

Чтобы ввести обозначения, предварительно рассмотрим одночастотный режим. В этом случае поле смещений в пределах возмущенного слоя имеет вид  $s(z, t) = A \exp(jKz - j\Omega t)$ . Пусть на акустический столб в плоскости АО-дифракции  $xz$  падает монохроматическая плоская световая волна, амплитуда которой равна  $E_i$ , циклическая частота  $\omega_i$ , волновое число  $k_i = \frac{2\pi n_i}{\lambda}$  ( $\lambda$  – длина волны в вакууме,  $n_i$  – показатель преломления).

В плосковолновой модели можно считать, что в результате анизотропной АО-дифракции возникает плоская световая волна другой поляризационной моды с параметрами  $\omega_d = \omega_i + \Omega$ ,  $k_{dx} = k_{ix}$ ,  $k_{dy} = k_{iy} = 0$ ,  $k_{dz} = \sqrt{k_d^2 - k_{dx}^2}$ ,  $k_d = \frac{2\pi n_d}{\lambda}$ . Как известно, результат взаимодействия волн  $E_i(z)$  и  $E_d(z)$  существенно зависит от фактора фазового синхронизма, описываемого выражением  $\Delta k_z = k_{iz} - k_{dz} - K$ . Введем ряд безразмерных переменных, имеющих ясный физический смысл: длина взаимодействия  $Z = z/l_z$ , расстройка синхронизма  $\delta = \frac{1}{2}\Delta k_z l_z$ , комплексный коэффициент связи  $V = \frac{v}{2} \exp(j\varphi_s)$ , включающий в себя индекс фазовой модуляции  $v$  и фазу звуковой волны  $\varphi_s$ .

Обозначим безразмерные амплитуды взаимодействующих плоских световых волн как  $C_{i,d}$ , исхо-

дя из условия  $E_{i,d}(z) = E_i C_{i,d}(z)$ . Тогда система, описывающая эволюцию амплитуд, принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{dC_d}{dZ} &= V \exp(2j\delta Z) C_i, \\ \frac{dC_i}{dZ} &= -V^* \exp(-2j\delta Z) C_d. \end{aligned} \quad (1)$$

Она имеет аналитическое решение

$$\begin{aligned} C_d &= \frac{V \exp(j\delta Z)}{\sqrt{|V|^2 + \delta^2}} \sin\left(\sqrt{|V|^2 + \delta^2} Z\right), \\ C_i &= \left(\cos\left(\sqrt{|V|^2 + \delta^2} Z\right) + \frac{j\delta}{\sqrt{|V|^2 + \delta^2}} \sin\left(\sqrt{|V|^2 + \delta^2} Z\right)\right) \exp(-j\delta Z). \end{aligned} \quad (2)$$

В условиях слабого взаимодействия, когда  $|V| \ll 1$ , имеем

$$C_d = \frac{V \exp(j\delta Z)}{\delta} \sin(\delta Z). \quad (2a)$$

При подаче нескольких звуковых частот акустическое поле будет иметь вид  $s(z, t) = \sum_m A_m \exp(jK_m z - j\Omega_m t)$ , где  $A_m$  – комплексная амплитуда,  $\Omega_m$  – циклическая частота,  $K_m = \frac{\Omega_m}{v_s}$  – волновое число парциальной волны. При слабом взаимодействии поле дифрагированного излучения будет представлять совокупность плоских световых волн, каждая из которых соответствует рассеянию на конкретной парциальной акустической волне:

$$\begin{aligned} E_d(x, y, z, t) &= \\ &= E_i \sum_m C_{d,m}(z) \exp(jk_{ix} x + jk_{dz,m} z - j\omega_{d,m} t). \end{aligned}$$

Здесь  $\omega_{d,m} = \omega_i + \Omega_m$ ,  $k_{dz,m} = \sqrt{k_{d,m}^2 - k_{ix}^2}$ , величины  $k_{d,m}$  незначительно различаются, так как в анизотропной среде изменение направления приводит к изменению показателя преломления. При увеличении АО-связи вследствие интермодуляционных эффектов дополнительно возникают волны, параметры которых формально определяются комбинационными акустическими частотами.

Пусть  $\Omega_B$  – циклическая частота звука, при которой наступает условие точного брэгговского синхронизма. Представим звуковое поле в виде волны, модулированной во времени и пространстве:

$$\begin{aligned} s(z, t) &= A(z, t) \exp(jK_B z - j\Omega_B t), \\ A(z, t) &= \sum_m A_m \exp(j\Delta K_m z - j\Delta\Omega_m t), \\ K_B &= \frac{\Omega_B}{v_s}, \quad \Delta K_m = \frac{\Delta\Omega_m}{v_s}, \quad \Delta\Omega_m = \Omega_m - \Omega_B. \end{aligned}$$

АО-связь в пределах области взаимодействия будет иметь аналогичный модулированный вид:

$$\begin{aligned} V(z, t) &= \sum_m V_m(t) \exp(j\Delta K_m z), \\ V_m(t) &= V_m \exp(-j\Delta\Omega_m t). \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, задача сводится к дифракции падающей плоской волны на модулированной особым образом акустической волне. Использование выбранной формы акустического слоя упрощает рассмотрение возникающей совокупности световых плоских волн. Аналогично звуковому полю структуру взаимодействующих световых порядков примем в виде модулированных волн, несущие которых находятся в синхронизме:

$$\begin{aligned} E_t(x, y, z, t) &= E_t C_t(z, t) \exp(jk_{ix}x + jk_{iz}z - j\omega t), \\ E_d(x, y, z, t) &= \\ &= E_t C_d(z, t) \exp(jk_{ix}x + j(k_{iz} + K_B)z - j(\omega_t + \Omega_B)t). \end{aligned}$$

С учетом введенных обозначений, система уравнений, описывающих многочастотную АО-фильтрацию, примет вид

$$\begin{aligned} \frac{dC_d(Z, t)}{dZ} &= V(Z, t) C_t(Z, t), \\ \frac{dC_t(Z, t)}{dZ} &= -V^*(Z, t) C_d(Z, t), \end{aligned} \quad (4)$$

$$V(Z, t) = \sum_m V_m(t) \exp(2j\delta_m Z), \quad \delta_m = \Delta K_m l_z / 2.$$

Граничные условия имеют очевидную форму:  $C_t(0, t) = 1$ ,  $C_d(0, t) = 0$ . Система (4) достаточна проста по структуре, поэтому без труда решается численно. Таким образом, в произвольный момент времени будут известны поля в выходной плоскости и эффективность дифракции, которая будет зависеть от времени:  $\eta = |C_d(1, t)|^2$ .

Однако данный подход не является оптимальным, так как не выявляет физическую суть происходящих процессов и ограничивает возможности при анализе. Приближенные аналитические решения системы можно получить методом последовательных приближений. Если известны выражения  $C_t^{(n)}$  и  $C_d^{(n)}$  в приближении с номером  $n$ , то следующее приближение (с номером  $n + 1$ ) дают формулы

$$\begin{aligned} C_d^{(n+1)}(Z, t) &= \int_0^Z V(Z, t) C_t^{(n)}(Z, t) dZ, \\ C_t^{(n+1)}(Z, t) &= 1 - \int_0^Z V^*(Z, t) C_d^{(n)}(Z, t) dZ. \end{aligned} \quad (5)$$

Эта процедура удобна, если начальное приближение является простым по структуре и не слишком отклоняется от точного решения. Из физических соображений можно предложить два

варианта начального приближения, используя характерные диапазоны параметров, входящих в (4).

**Вариант 1.** В случае слабого взаимодействия ( $\eta(t) \ll 1$ ) логично использовать приближение заданного поля:  $C_t^{(0)} = 1$ . В следующем приближении дифрагированное поле определяется выражением  $C_d^{(1)}(Z, t) = \int_0^Z V(Z, t) dZ$ . Фактически это сводится к совокупности парциальных решений вида (2а), однозначно соответствующих поданным звуковым частотам. Начиная со второго приближения, дифрагированное поле будет содержать интермодуляционные слагаемые.

Очевидно, что чем меньше уровень АО-связи, тем большую точность обеспечивает данный подход в рамках определенного приближения. При этом существенно, что на спектральный состав акустического сигнала не накладывается никаких условий.

**Вариант 2.** Пусть дискретные звуковые частоты разнесены настолько, что соответствующие одночастотные функции пропускания практически не перекрываются. Другими словами, при падении монохроматической световой волны дифракция происходит только на одной из частот, влиянием других можно пренебречь. В этом случае можно написать  $C_d^{(0)}(Z, t) = \sum_m C_{d,m}(Z, t)$ , где  $C_{d,m}(Z, t)$  – решение в одночастотном случае, по виду совпадающее с (2). Только вместо  $\delta$  следует подставить  $\delta_m$ , а  $V$  заменить на  $V_m(t)$ . Действительно, если падающая световая волна попадает в полосу пропускания, обусловленную одной из звуковых частот, все остальные слагаемые можно отбросить. При перестройке длины волны света все одночастотные функции пропускания будут пройдены последовательно, не оказывая взаимного влияния. Сложнее предложить выражение для проходящего света. Надо исходить из того, что при попадании в каждую полосу пропускания решение будет иметь вид (2), в остальных случаях должно быть  $C_t(Z, t) = 1$ . Этому удовлетворяет выражение вида  $C_t^{(0)}(Z, t) = 1 + \sum_m (C_{t,m}(Z, t) - 1)$ . При сближении одночастотных полос пропускания возникнут искажения, обусловленные частичным перекрытием одночастотных функций пропускания и интермодуляционными эффектами.

Таким образом, этот вариант можно использовать при любом уровне АО-связи. Очевидно, что чем меньше уровень перекрытия одночастотных функций пропускания, тем точнее решение на определенном этапе процедуры (5).

Оба рассмотренных варианта без особых сложностей дают аналитические выражения в виде суммы достаточно простых составляющих. При этом количество составляющих быстро растет

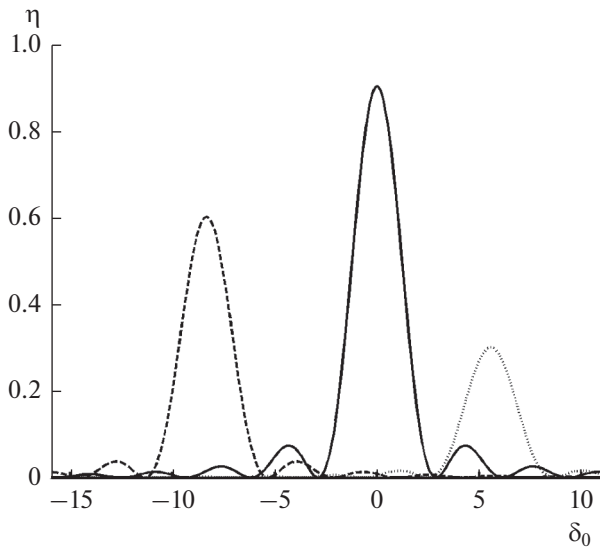


Рис. 2. Форма и взаимное расположение парциальных одночастотных функций пропускания.

вместе с номером приближения. Можно отметить, что в отличие от работы [12], где рассмотрен частный режим функционирования МАОФ, предлагаемый подход пригоден для произвольного акустического сигнала с дискретным спектром.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для верификации предложенного подхода было проведено моделирование функции пропускания на трехчастотном акустическом сигнале. Составляющие сигнала различны по амплитуде и обеспечивают по отдельности эффективность дифракции 30, 60 и 90% соответственно. Частоты выбраны таким образом, что боковые полосы пропускания отстоят от центральной на две и на три ширины полосы. Рисунок 2 иллюстрирует форму и взаимное расположение одночастотных функций пропускания. Видно, что нельзя считать перекрытие одночастотных функций малым, а эффективность дифракции является высокой.

Все приведенные далее графики иллюстрируют поведение в зависимости от безразмерной расстройки  $\delta_0$  для центрального канала. В условиях конкретной геометрии эти данные можно привести к зависимости от длины волны при падении некогерентного излучения со сплошным спектром.

Далее при моделировании использованы приближения  $C_d^{(2)}$  в обоих вариантах. Рисунок 3 демонстрирует мгновенную многополосную функцию пропускания, рассчитанную в такой момент времени, когда точность приближенных выражений наименьшая. Видно, что даже в этом случае обе формы приближенных аналитических выражений обеспечивают хорошее согласие с точным

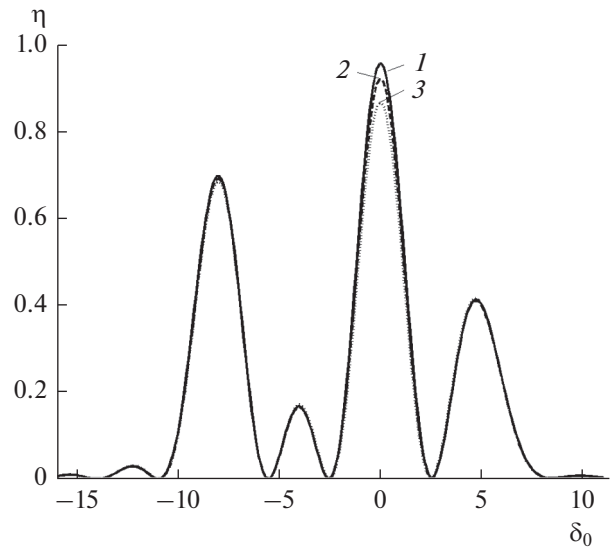


Рис. 3. Мгновенная функция пропускания в случайный момент времени: 1 – точное численное решение, 2 и 3 – варианты приближенного решения.

решением (линия 1). Решение, своим началом имеющее суперпозицию одночастотных решений (линия 2), является более точным. Решение, исходящее из приближения заданного поля (линия 3), дает заметную погрешность только при высокой эффективности дифракции.

Многополосная функция пропускания не может являться стационарной. Действительно, наличие нескольких частот в (3) приводит к тому, что для каждой длины световой волны пропускание меняется со временем, и эта зависимость имеет несколько периодов. В некоторые моменты времени оно становится максимальным. В другие моменты времени составляющие сигнала (3) максимально ослабляют друг друга и пропускание минимально. Именно при изучении динамики этого процесса приближенные аналитические решения позволяют быстро проводить анализ.

Рисунок 4 демонстрирует несколько мгновенных функций пропускания (штриховые линии), рассчитанных в случайные моменты времени. Видно, что для каждой длины волны пропускание меняется в широких пределах. Эффекты такой модуляции приводят к периодическому изменению положений максимумов пропускания и величины максимального пропускания в пределах канала.

Надо отметить, что в типичных для МАОФ условиях характерные частоты модуляции являются высокими. Если при этом регистрировать поток мощности с определенным усреднением (в течение интервала времени, превышающего некоторое значение), наблюдаемая усредненная картина пропускания становится стационарной (сплошная линия на рис. 4).

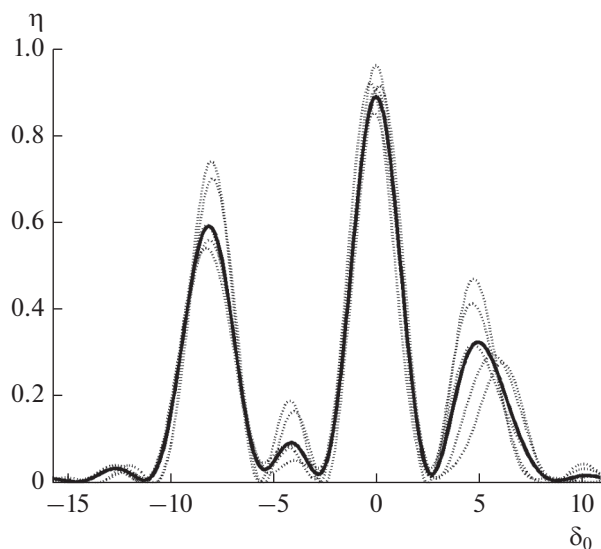


Рис. 4. Мгновенные функции пропускания (штриховые линии) и усредненная функция (сплошная линия).

Как впервые отмечено в [12], она обнаруживает новые черты относительно мгновенных выборок динамической картины. В частности, уменьшается максимально достижимая эффективность дифракции в пределах отдельного канала. При этом в межканальных интервалах исчезают ярко выделенные минимумы, минимальное пропускание увеличивается. Это хорошо видно при сравнении рис. 2 и рис. 4.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Построена теория многочастотной АО-фильтрации в рамках плосковолнового приближения.

2. Предложены два варианта приближенного аналитического определения динамической функции пропускания МАОФ. Оба варианта основаны на методе последовательных приближений при различной степени перекрытия парциальных полос пропускания и различном уровне дифракционной эффективности.

3. Показано, что при многочастотной фильтрации некогерентного широкополосного излучения картина пропускания не является стационарной: для каждой длины волны пропускание меняется в определенных пределах. При недостаточном временном разрешении наблюдается усредненная функция пропускания, которая может значительно отличаться от мгновенных выборок динамической картины.

4. Выполнен вычислительный эксперимент, моделирующий формирование трехканальной динамической и усредненной спектральной картины при фильтрации некогерентного излучения. Показано хорошее согласие между развитыми анали-

тическими приближенными решениями и численным расчетом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-02-00124-а).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Шкердин Г.Н. Дифракция света на звуке в твердых телах // УФН. 1978. Т. 124. № 1. С. 61–107. doi 10.3367/UFN.0124.197801b.0061
2. Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 278 с.
3. Корнел А. Акустооптика. М.: Мир, 1993. 238 с.
4. Harris S.E., Wallace R.W. Acousto-Optic Tunable Filter // J. Opt. Soc. Am. 1969. V. 59. P. 744–747. doi 10.1364/JOSA.59.000744
5. Yano T., Watanabe A. Acoustooptic TeO<sub>2</sub> tunable filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction // Appl. Opt. 1976. V. 15. P. 2250–2258. doi 10.1364/AO.15.002250
6. Chang I.C. Acousto-optic tunable filters // Optical Engineering. 1981. V. 20 (6). 206824. doi 10.1117/12.7972821
7. Молчанов В.Я., Волошинов В.Б., Макаров О.Ю. Квазиколлинеарные перестраиваемые акустооптические фильтры на основе кристалла парателлуриата для систем спектрального уплотнения и селекции каналов // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 4. С. 353–360.
8. Аникин С.П., Есинов В.Ф., Молчанов В.Я., Татарников А.М., Юшков К.Б. Акустооптический спектрометр изображений для астрофизических измерений // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 121. № 1. С. 124–132.
9. Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г., Сивкова О.Д. Теория акустооптической фильтрации светового пучка в неоднородном акустическом поле // Радиотехника и электроника. 2017. Т. 62. № 10. С. 997–1009.
10. Проклов В.В., Бышевский-Конопко О.А., Григорьевский В.И. Перспективные акустооптические методы фильтрации света для оптических информационно-телекоммуникационных систем // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 9. С. 905–915.
11. Proklov V.V., Byshevski-Konopko O.A., Lugovskoi A.V. On the possibility of developing matched acoustooptical light filtering method for incoherent telecommunications and Earth remote investigations // Acta Physica Polonica A. 2015. V. 127 (1). P. 29–35. doi 10.12693/APhysPolA.127.29
12. Проклов В.В., Резвов Ю.Г. Особенности формирования многополосной функции пропускания на базе многочастотной акустооптической дифракции // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 124. № 1. С. 122–128. doi 10.21883/OS.2018.01.45367.178-17
13. Проклов В.В., Бышевский-Конопко О.А., Григорьевский В.И. К возможности построения некогерентных волоконно-оптических систем передачи данных по принципу спектрального кодирования сигналов на основе согласованных акустооптических фильтров // Квантовая электроника. 2013. Т. 43. № 6. С. 542–545.

14. *Byshevski-Konopko O.A., Proklov V.V., Filatov A.L., Lugovskoi A.V., Korablev E.M.* Use of multiband acousto-optic filters for spectrally encoded signals generation in incoherent optical communication systems // *Physics Procedia*. 2015. V. 73. P. 251–256. doi 10.1016/j.phpro.2015.09.166
15. *Проклов В.В., Бышевский-Конопко О.А., Филатов А.Л.* О генерации спектрально-кодированных сигналов в некогерентных системах оптической связи на базе многополосных акустооптических фильтров // *Письма в журнал технической физики*. 2015. Т. 41. № 20. С. 37–43.
16. *Proklov V.V., Byshevski-Konopko O.A., Filatov A.L., Lugovskoi A.V., Pisarevsky Y.V.* Experimental study of the use of multiband acousto-optic filters for spectral encoding/decoding the optical signals // *J. Physics: Conference Series*. 2016. V. 737 (1). 012060. doi 10.1088/1742-6596/737/1/012060
17. *Бышевский-Конопко О.А., Проклов В.В., Луговской А.В., Кораблев Е.М.* Программный алгоритм линейного спектрального разделения в гиперспектральных изображениях с использованием многополосных акустооптических фильтров // *Материалы VI Международной конференции по фотонике и информационной оптике*. М.: НИЯУ МИФИ, 2017. 20–21 с.
18. *Proklov V.V.* New approaches to solving the remote separation problems for spectrally complex optical signals using programmable multi-band acousto-optical filters. In: *Abstract book of the 13<sup>th</sup> School on Acousto-Optics and Applications*, 44–45 p., Moscow, 19–23 June 2017.
19. *Yushkov K.B., Molchanov V.Ya.* Hyperspectral imaging acousto-optic system with spatial filtering for optical phase visualization // *J. Biomed. Optics*. 2017. V. 22 (6). P. 066017. doi 10.1117/1.JBO.22.6.066017
20. *Molchanov V.Ya., Yushkov K.V.* Advanced spectral processing of broadband light using acousto-optic devices with arbitrary transmission functions // *Opt. Express*. 2014. V. 22. P. 15668–15678. doi 10.1364/OE.22.015668
21. *Wang P., Zhang Z.* Hyperspectral imaging performance based on two TeO<sub>2</sub> acousto-optic tunable filters // *Appl. Opt.* 2017. V. 56. P. 1647–1653. doi 10.1364/AO.56.001647
22. *Hecht D.L.* Multifrequency acoustooptic diffraction // *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*. 1977. V. SU-24. № 1. P. 7–18. doi 10.1109/T-SU.1977.30905
23. *Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В.* Полуколлинеарный режим дифракции света на ультразвуке в среде с сильной упругой анизотропией // *Оптика и спектроскопия*. 2015. Т. 118. № 1. С. 172–181.
24. *Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б.* Описание дифракции света на ультразвуке при помощи двумерного уравнения связанных мод // *Радиотехника и электроника*. 2014. Т. 59. № 5. С. 498–509.
25. *Балакиш В.И., Манцевич С.Н.* Распространение акустических пучков в кристалле парателлурита // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 5. С. 600–609.
26. *Поликарпова Н.В., Мальнева П.В., Волошинов В.Б.* Анизотропия упругих волн в кристалле теллура // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 3. С. 332–338.
27. *Балакиш В.И., Волошин А.С., Молчанов В.Я.* Анизотропная дифракция света в кристаллах с большим сносом акустической энергии // *Оптика и спектроскопия*. 2014. Т. 117. № 5. С. 827–832.
28. *Захаров А.В., Волошинов В.Б.* Влияние акустической анизотропии кристалла парателлурита на двукратное акустооптическое брэгговское рассеяние света // *Журн. технической физики*. 2016. Т. 86. № 9. С. 96–101.