

07;08;12

## Акустооптическая фильтрация с помощью звуковых цугов малой длительности

© В.Н. Парыгин, А.В. Вершубский, К.А. Холостов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 7 июня 1999 г.)

Проведено экспериментальное исследование проблемы управления характеристиками коллинеарного акустооптического фильтра. Показано, что при использовании акустического импульса ступенчатой формы в коллинеарных акустооптических фильтрах возможно существенное уменьшение боковых лепестков аппаратной функции. Исследована динамика изменения формы кривой пропускания в зависимости от количества акустических импульсов одновременно находящихся в кристалле, и их длительности. Экспериментально проведено исследование спектра, состоящего из двух близких линий, с помощью перестраиваемого коллинеарного акустооптического фильтра.

### Введение

Перестраиваемые коллинеарные акустооптические фильтры являются одними из перспективнейших устройств оптоэлектроники. Они имеют узкую полосу пропускания, которая может перестраиваться электронным способом в пределах целой октавы [1–3]. В литературе описаны два типа акустооптических фильтров: коллинеарные и неколлинеарные [4,5]. Обычно коллинеарные фильтры имеют узкую полосу пропускания, т.е. отличаются повышенной селективностью, что очень важно в задачах спектрального анализа оптического излучения и проблемах уплотнения каналов связи.

В последнее время появились работы [6–9], в которых теоретически показано, что в коллинеарных акустооптических фильтрах возможна электронная перестройка не только центральной частоты пропускания фильтра, но и ширины полосы пропускания, а также формы кривой пропускания, если вместо непрерывного акустического сигнала, управляющего фильтром, использовать импульсный сигнал. В этом случае длительность управляющего импульса определяет полосу пропускания фильтра, а форма импульсного сигнала существенно влияет на форму функции пропускания коллинеарного фильтра. В работе [10] было экспериментально показано, как на практике можно управлять характеристиками коллинеарного фильтра, используя одиночные звуковые цуги.

Если использовать последовательность акустических цугов, когда расстояние между ними невелико (меньше длины кристалла) и длительность самих цугов мала, то в ячейке могут одновременно находиться несколько звуковых импульсов. В этом случае передаточная характеристика ячейки представляет собой несколько отстоящих друг от друга узких пиков. При этом расстояние между пиками зависит от количества импульсов в кристалле, а количество пиков — от длительности каждого импульса.

Целью данной работы является экспериментальное исследование зависимости характеристик коллинеарного

акустооптического фильтра от формы и длительности последовательных звуковых цугов.

### Теория коллинеарного акустооптического взаимодействия

Распространение акустических цугов в кристалле сопровождается волной упругих деформаций, описываемой тензором деформаций среды  $S_{lm}a(x, y, z, t)$ . Волна деформаций изменяет показатели преломления среды. Это изменение связано с упруго-оптическим эффектом, описываемым тензором  $p_{jklm}$ . Изменение компонент тензора диэлектрической проницаемости среды под действием акустического поля имеет вид  $\Delta\epsilon_{jk} = -N_j^2 N_k^2 \sum_{l,m=1}^3 p_{jklm} S_{lm}$ . Здесь  $N_j$  и  $N_k$  — главные показатели преломления среды;  $j, k, l, m$  — координатные индексы.

Дифракция света на звуке в этом случае описывается волновым уравнением вида

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \hat{\epsilon}_0 \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta \hat{\epsilon} (a\mathbf{E}), \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}(x, y, z, t)$  — электрический вектор световой волны;  $\hat{\epsilon}_0$  — диэлектрическая проницаемость среды при отсутствии звука;  $\Delta \hat{\epsilon}$  — изменение  $\hat{\epsilon}_0$  при наличии звука, пропорциональное амплитуде звуковой деформации;  $a(x, y, z, t)$  — распределение звуковых деформаций в среде, которое мы можем представить в виде

$$a(x, y, z, t) = a_0 W(x, y, z) V(x, t) \times \exp[j(\mathbf{K}x - \Omega t)] + \text{к.с.} \quad (2)$$

Здесь  $a_0$  — амплитуда волны на входе в ячейку (при  $x = 0$ ),  $K$  и  $\Omega$  — волновое число и частота акустического цуга соответственно. Функции  $W(x, y, z)$  и  $V(x, t)$  в общем случае описывают пространственное распределение амплитуды и временную огибающую цугов соответственно.

Следует заметить, что при рассмотрении световых пучков конечных размеров  $\text{rot rot } \mathbf{E} \neq \nabla^2 \mathbf{E}$ , поскольку  $\text{grad div } \mathbf{E}$  даже в изотропной среде не может считаться равным нулю.

Как известно, при коллинеарной дифракции поляризация дифрагированного светового пучка ортогональна поляризации падающего на акустооптическую ячейку света. Поэтому в области взаимодействия света и звука естественно представить световой пучок в виде суммы прошедшего и дифрагированного пучков с ортогональными поляризациями

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_t E_t(x, y, z, t) \exp[j(\mathbf{k}_t x - \omega_t t)] + \mathbf{e}_d E_d(x, y, z, t) \exp[j(\mathbf{k}_d x - \omega_d t)], \quad (3)$$

где  $\mathbf{e}_t$  и  $\mathbf{e}_d$  — направления поляризации прошедшего и дифрагированного пучков соответственно;  $\omega_t$  и  $\omega_d$  — частоты прошедшего и дифрагированного света;  $E_t(x, y, z, t)$  и  $E_d(x, y, z, t)$  — их медленно меняющиеся вдоль оси  $x$  амплитуды.

Подставим вектор  $\mathbf{E}$  в форму (3) в уравнение (1). Используем условие дифракции  $\omega_d = \omega_t + \Omega$  и приравняем друг другу амплитуды при  $\exp\{j\omega_t t\}$  и  $\exp\{j\omega_d t\}$ . Пренебрегая величинами  $\partial^2 E_t / \partial x^2$  и  $\partial^2 E_d / \partial x^2$ , а также  $\partial E_t / \partial t$  и  $\partial E_d / \partial t$ , произведем двумерное фурье-преобразование обеих частей уравнения (2) в плоскости  $(y, z)$ . Далее, опуская математические преобразования, аналогичные описанным в [6–9], и учитывая ортогональность поляризаций  $\mathbf{e}_t, \mathbf{e}_d$ , получим систему скалярных уравнений для спектров прошедшего и дифрагированного света  $U_t$  и  $U_d$

$$j \frac{\partial U_d}{\partial x} + \frac{k_y^2}{2k_d} U_d = q_1 \exp(-j\eta x) V(x, t) \times \iint A(K_y, K_z, x) U_t(k_y + K_y, k_z + K_z, x, t) dK_y dK_z, \quad (4)$$

$$j \frac{\partial U_t}{\partial x} + \frac{k_z^2}{2k_t} U_t = q_2 \exp(j\eta x) V(x, t) \iint A^*(K_y, K_z, x) \times U_d(k_y - K_y, k_z - K_z, x, t) dK_y dK_z. \quad (5)$$

Здесь  $q_1 = k_d(\mathbf{e}_d \Delta \hat{\mathbf{e}}_t) / n_d^2$ ;  $q_2 = k_t(\mathbf{e}_t \Delta \hat{\mathbf{e}}_d) / n_t^2$ ;  $\eta = k_t + K - k_d$  — параметр расстройки;  $k_y, k_z$  и  $K_y, K_z$  — поперечные компоненты волновых векторов света и звука соответственно;  $A(K_y, K_z, x) = \pi R^2 \exp\{-(K_y^2 + K_z^2)R^2(1 - jDx)/4\}$  — фурье-спектр функции  $W(x, y, z)$ , если мы выбрали гауссово распределение амплитуды звуковых импульсов в плоскости  $yz$ . При этом  $R$  — поперечные размеры цуга при  $x = 0$  и  $t = 0$ ,  $D = 2\zeta / KR$  — расходимость цуга в поперечных направлениях,  $\zeta$  — характеристика поперечного анизотропного расплывания. Представим функции  $U_t$  и  $U_d$  в виде

$$U_i(k_y, k_z, x, t) = f_i(x, t) \exp\{jxk_z^2/2k_i\} \times \exp\{-(k_y^2 + k_z^2)r_i^2(x)/4\}, \quad (6)$$

$$U_d(k_y, k_z, x, t) = f_d(x, t) \exp\{jxk_y^2/2k_d\} \times \exp\{-(k_y^2 + k_z^2)r_d^2(x)/4\}. \quad (7)$$

Здесь  $f_t(x, t)$  и  $f_d(x, t)$  — зависящие от  $x$  и  $t$  амплитуды световых пучков, взятые на оси при  $k_y = k_z = 0$ ;  $r_i(x)$ ,  $i = t, d$  — медленно меняющиеся радиусы гауссовых пучков. Как показали расчеты [7], изменение радиусов с координатой пренебрежимо мало. При этом радиусы падающего  $r_t$  и дифрагированного света  $r_d$  связаны соотношением  $r_d = r_t / \sqrt{1 + r_t^2 / R^2}$ .

Подставим выражения (6), (7) в уравнения (4), (5). При этом интегралы по  $dK_y, dK_z$  в правых частях (4), (5) могут быть взяты аналитически. Пренебрегая изменениями радиусов световых пучков, в результате получим систему из двух дифференциальных уравнений первого порядка, описывающих коллинеарную дифракцию света на гауссовых акустических цугах в случае сильного акустооптического взаимодействия,

$$\frac{\partial f_d}{\partial x} = -jq_1 f_t(x, t) V(x, t) \frac{\exp\{-jx\eta\}}{(1 - jDx) + \rho_t^2}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial f_t}{\partial x} = -jq_2 f_d(x, t) V(x, t) \frac{\exp\{jx\eta\}}{(1 + jDx) + \rho_d^2}, \quad (9)$$

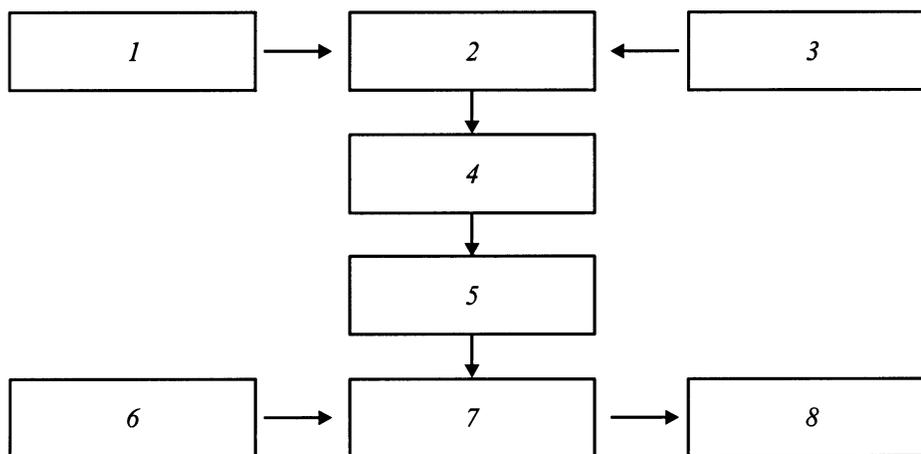
где  $\rho_i = r_i / R$ .

Использование при описании явления дифракции света на звуке пучков конечных размеров дает возможность определить эффективность дифракции не через соотношение плотностей мощности падающего и дифрагированного света, а через соотношение потоков мощности в дифрагированном и падающем пучках света, как это всегда делается экспериментально. Поток мощности в световом пучке может быть рассчитан как с помощью интеграла от квадрата модуля распределения светового поля по поперечному сечению пучка, так и с помощью интеграла от квадрата модуля фурье-спектра поля по угловым координатам  $k_y, k_z$  (теорема Парсеваля).

Поток мощности света на входе в акустооптическую ячейку определяется соотношением  $P_0 = 0.5 \iint \exp\{-(k_y^2 + k_z^2)r_t^2/2\} dk_y dk_z$ , поскольку  $f_t(0) = 1$ , а на выходе из ячейки рассчитывается по формуле  $P = 0.5 \iint f_d(L) f_d^*(L) \exp\{-(k_y^2 + k_z^2)r_d^2/2\} dk_y dk_z$ , где в качестве  $f_d(L)$  должно быть использовано выражение (8). Соотношение  $P/P_0$  характеризует эффективность акустооптической дифракции — величину, которую можно непосредственно определить из экспериментальных данных.

## Эксперимент

В экспериментальных исследованиях применялся коллинеарный акустооптический фильтр, выполненный на базе кристалла  $\text{CaMoO}_4$  длиной  $L = 4$  см, время прохождения акустическим импульсом кристалла равнялось  $L/v = 11.6 \mu\text{s}$ . Акустическая волна в кристалле возбуждалась пьезопреобразователем, который преобразует



**Рис. 1.** Блок-схема генератора акустических импульсов произвольной формы: 1 — интерфейс com-порта, 2 — процессор, 3 — память (ПЗУ), 4 — память (ОЗУ), 5 — ЦАП, 6 — генератор высокой частоты, 7 — умножитель, 8 — усилитель.

электрическую энергию генератора в энергию звуковой волны.

Для наших исследований был создан генератор, который мог выдавать сигнал с произвольной огибающей, т.е. генерировал импульсы любой формы. Огибающая сигнала создается следующим образом: каждые  $0.1 \mu\text{s}$  задается амплитуда колебаний, т.е. эта огибающая представляет собой набор прямоугольников длительностью  $0.1 \mu\text{s}$  каждый. Таким образом, можно задать любую форму и длительность звукового цуга, а также целую последовательность цугов. Максимальная длительность импульса, создаваемого генератором, равна  $200 \mu\text{s}$ , а минимальная — около  $0.5 \mu\text{s}$ . Частота повторения серий может изменяться от 0.5 до 1 кГц. Выходная мощность после усиления составляет до 3 Вт.

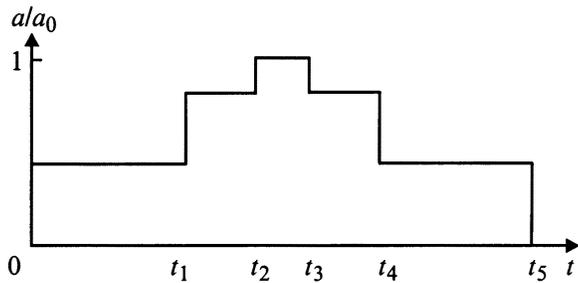
Блок-схема генератора представлена на рис. 1. Блок высокой частоты генерирует основную частоту 35–48 МГц, это именно та частота звука, на которой происходит дифракция света. Огибающая создается блоками: ПЗУ (постоянное запоминающее устройство), процессором, ОЗУ (оперативное запоминающее устройство), ЦАП (цифро-аналоговый преобразователь). Первоначально форма импульса или серия импульсов моделировалась на ПК (персональном компьютере) и записывалась там в текстовом формате. Затем огибающая передавалась через соответствующий порт на процессор генератора и в ПЗУ. После этого обмен компьютера с генератором прекращался. При выключении генератора информация о форме импульса сохраняется на ПЗУ. Через несколько секунд после окончания передачи информации от ПК к генератору или после включения генератора процессор передает форму импульсов в ОЗУ, с которого цифровая информация поступает на ЦАП. В результате описанного процесса формируется произвольная огибающая сигнала. Далее на умножителе высокочастотное колебание с частотой от 35 до 48 МГц модулируется огибающей, а на усилителе полученный импульс (или серия импульсов) усиливается до нужной величины.

Обычно в качестве акустических цугов конечной длительности используют прямоугольные импульсы; для таких цугов передаточная характеристика имеет вид функции  $\text{sin}^2(x)$ . Для прямоугольных импульсов величина боковых лепестков не зависит от длительности импульса и находится на уровне 5% от центрального максимума (в приближении слабого взаимодействия). Интересно отметить, что в отличие от прямоугольных импульсов, для которых величина боковых лепестков постоянна, для импульсов гауссовой формы эта величина изменяется от нуля (при коротких импульсах  $\tau \ll L/v$ ) до уровня, соответствующего прямоугольным импульсам (при длинных импульсах  $\tau > L/v$ ).

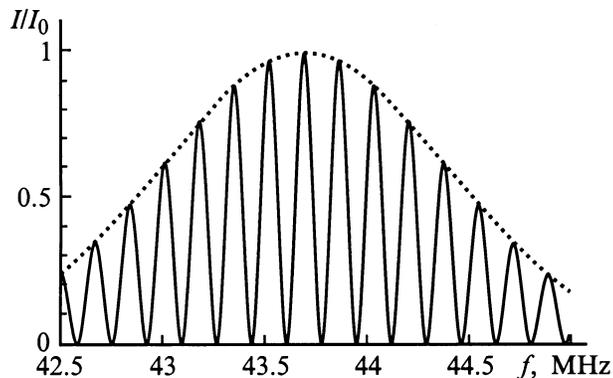
Возможность значительного уменьшения боковых лепестков позволяет существенно улучшить характеристики фильтра. Это улучшение особенно заметно при длине импульсов, немного меньшей длины кристалла, поскольку в этом случае полоса еще практически не расширяется, в то время как боковые лепестки уже значительно подавляются. С другой стороны, при значительном уменьшении длительности акустического цуга полоса пропускания фильтра расширяется. Это может быть использовано практически для управления характеристикой коллинеарного фильтра, однако существенное подавление боковых лепестков наблюдается только при использовании гладких управляющих импульсов.

Нами исследовался экспериментально уровень боковых лепестков аппаратной функции коллинеарного фильтра, управляемого акустическим импульсом ступенчатой формы. Оказалось, что при оптимальном подборе формы ступенчатого импульса уровень боковых лепестков существенно понижается. Например, при использовании акустического цуга с временной огибающей (рис. 2) его форму можно описать как

$$V(x, t) = A \text{rect} \left( \frac{t - x/v - 1}{t_5 - 1/2} \right) + B \text{rect} \left( \frac{t - x/v - t_1}{t_4 - t_1} - \frac{1}{2} \right) + C \text{rect} \left( \frac{t - x/v - t_2}{t_3 - t_2} - \frac{1}{2} \right),$$



**Рис. 2.** Временная огибающая акустического импульса ступенчатой формы.



**Рис. 3.** Аппаратная функция фильтра, управляемого двумя импульсами звука длительностью  $3 \mu\text{s}$ . Сплошная кривая — расстояние между импульсами  $6 \mu\text{s}$ , пунктир — аппаратная функция фильтра с одним импульсом длительностью  $1 \mu\text{s}$ .

где константы  $A, B, C$  определяют соответственно ширину и высоту ступенек.

В случае однородных прямоугольных импульсов и выполнения условия слабого взаимодействия величины первого, второго и третьего боковых лепестков равны соответственно 4.7, 2.7 и 1.0%. При использовании ступенчатого импульса, изображенного на рис. 2, удалось достичь подавления боковых до уровня 0.7%.

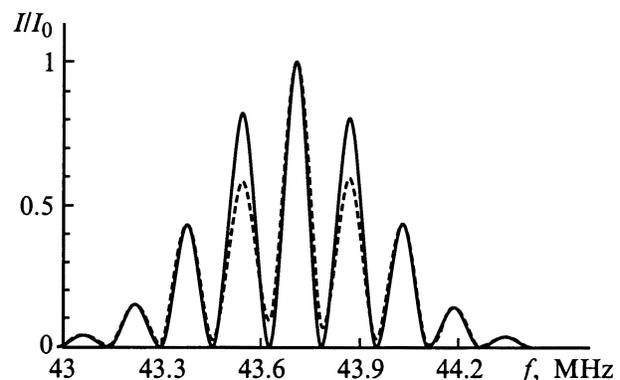
При генерировании коротких акустических цугов (длительностью меньше  $3\text{--}4 \mu\text{s}$ ) возможно одновременное нахождение в кристалле нескольких импульсов. В этой ситуации представляет интерес динамика изменения формы кривой пропускания фильтра в зависимости от длительности импульсов и количества импульсов, одновременно находящихся в кристалле (количество импульсов зависит от расстояния между ними). В дальнейшем мы будем рассматривать последовательность акустических цугов с гауссовой временной огибающей.

В случае одиночного короткого акустического цуга получаем широкую полосу пропускания гауссовой формы без боковых лепестков (рис. 3, пунктир). Когда в кристалле одновременно находятся два цуга такой же длительности, то наблюдаются биения (рис. 3, сплошная кривая). Расчет проведен для случая импульсов длительностью  $1 \mu\text{s}$ , расстояние между импульсами  $6 \mu\text{s}$ . Ширина огибающей и соответственно количество максимумов

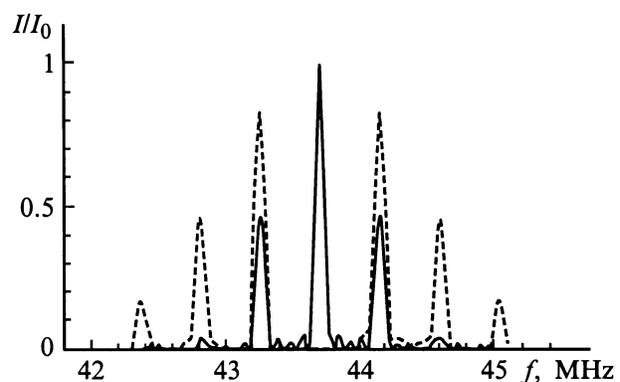
определяются длительностью короткого импульса. Использование акустических цугов большей длительности приводит к сужению огибающей характеристики фильтра и к уменьшению количества максимумов. Это наблюдается и в эксперименте (рис. 4) при длительности каждого цуга  $3 \mu\text{s}$  и расстоянии между ними  $6 \mu\text{s}$ .

При дальнейшем увеличении количества цугов, одновременно находящихся в кристалле, огибающая характеристики пропускания сохраняется, так как она определяется только длительностью импульсов, составляющих последовательность (чем короче акустический цуг, тем шире огибающая). С увеличением количества импульсов форма биений преобразуется к виду, показанному на рис. 5. Форма функции пропускания стремится к набору обособленных узких пиков, ширина каждого из которых определяется размером кристалла, т.е. длиной взаимодействия при непрерывном режиме.

На рис. 6 приведена экспериментальная форма кривой пропускания для случая серии из пяти импульсов длительностью  $1 \mu\text{s}$  с интервалом  $2 \mu\text{s}$ . Видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими. Таким образом, используя серию коротких



**Рис. 4.** Аппаратная функция фильтра, управляемого двумя импульсами звука длительностью  $3 \mu\text{s}$  и расстоянием между ними  $6 \mu\text{s}$ . Сплошная кривая — теория, пунктир — эксперимент.

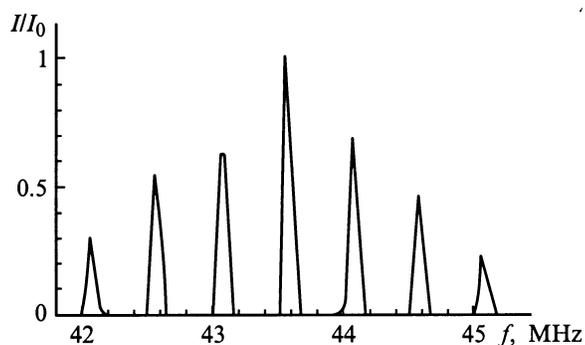


**Рис. 5.** Теоретическая зависимость пропускания акустооптического фильтра от частоты звука в случае 5 акустических цугов внутри кристалла с расстоянием между ними  $2 \mu\text{s}$ . Длительность цуга,  $\mu\text{s}$ : — — 2,  $\cdots$  — 1.

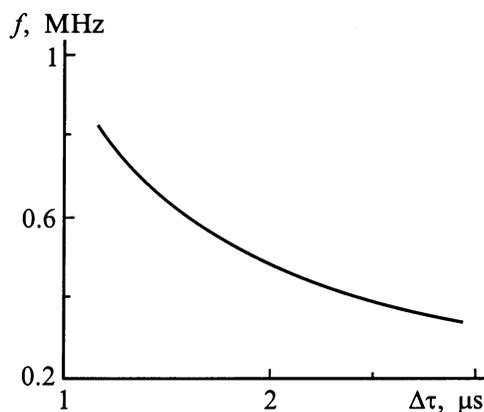
цугов, полоса каждого из которых очень велика, можно создать фильтр с кривой пропускания в форме гребенки, каждый пик которой имеет ширину порядка ширины полосы для длинных импульсов или даже непрерывного режима.

Как видно из рис. 5 и 6, полоса пропускания фильтра при одновременном нахождении в кристалле нескольких акустических цугов представляет собой набор эквидистантных пиков. На рис. 7 представлена теоретическая зависимость частотного интервала между пиками гребенки от временного интервала между акустическими импульсами. Эта зависимость является гиперболической. Очевидно, что интервал между акустическими импульсами определяет их количество, одновременно находящееся в кристалле. Интересно отметить, что частотный интервал между пиками зависит именно от временного интервала между акустическими цугами, а не от количества импульсов внутри кристалла. Из-за этого наблюдается непрерывная и гладкая зависимость, а не скачкообразная. Сопоставляя экспериментальную зависимость рис. 6 с градуировочной зависимостью рис. 7, получаем, что интервал между акустическими импульсами равен  $2 \mu\text{s}$ , что полностью согласуется с экспериментом.

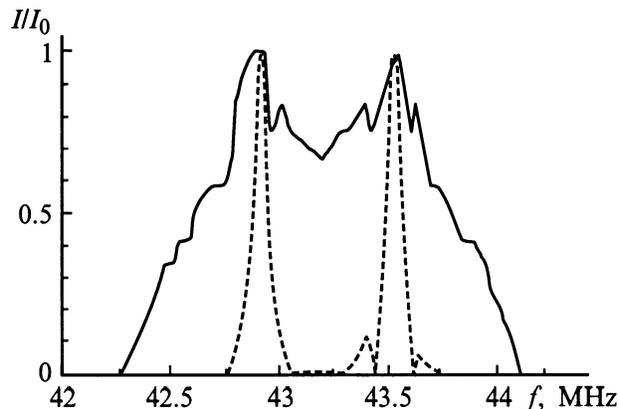
Одним из важных применений перестраиваемых акустооптических фильтров является их использование для



**Рис. 6.** Экспериментальная аппаратная функция фильтра, управляемого пятью импульсами звука длительностью  $1 \mu\text{s}$  при расстоянии между ними  $2 \mu\text{s}$ .



**Рис. 7.** Зависимость частотного интервала между пиками гребенки  $\Delta f$  от периода следования импульсов  $\Delta\tau$ .



**Рис. 8.** Исследование оптического спектра, состоящего из двух линий, с помощью акустооптического фильтра, управляемого импульсами различной длительности.  $\tau$ ,  $\mu\text{s}$ : — — 2,  $\cdots$  — 12.

измерения оптических спектров. В данной работе проводилось исследование спектра, состоящего из двух близких линий, различающихся на  $91 \text{ \AA}$ . Такой спектр получался при одновременной подаче на вход фильтра оптических сигналов от He-Ne лазера ( $\lambda_1 = 0.6328 \mu\text{m}$ ) и полупроводникового лазера ( $\lambda_2 = 0.6419 \mu\text{m}$ ). Измерения проводились при использовании длинных акустических импульсов ( $\tau \approx L/v$ ).

Результаты эксперимента приведены на рис. 8 пунктиром. Видно, что акустооптический фильтр хорошо разрешает спектральные линии. Сплошной кривой показан тот же спектр, исследованный с использованием коротких акустических импульсов  $\tau \ll L/v$ . В такой ситуации полоса пропускания фильтра шире расстояния между спектральными линиями, поэтому разрешение системы недостаточно для наблюдения двух отдельных линий спектра. Этот эксперимент является прямым подтверждением расширения полосы пропускания фильтра при укорачивании длины управляющего импульса.

В случае когда исследуемый спектр представляет собой две линии, существует интересная возможность определения точного расстояния между ними даже при использовании коротких импульсов. Когда мы используем один короткий импульс, то из-за широкой полосы пропускания мы не можем разрешить две близкие линии спектра. Однако с помощью серии коротких импульсов можно добиться такой ситуации, что пики характеристики совпадут с линиями спектра. В этом случае спектральная характеристика фильтра остается периодической для оптического спектра, состоящего из двух линий.

## Заключение

Как показали проведенные экспериментальные исследования, использование акустических цугов конечной длительности для управления характеристиками коллинеарного акустооптического фильтра представляет большой интерес, поскольку дает возможность значительно

изменять его характеристики. Полосу пропускания фильтра можно увеличивать путем использования более коротких импульсов, при этом величина боковых лепестков функции пропускания зависит от формы акустического цуга и его длительности. В случае акустического цуга гауссовой или близкой к ней форме боковые максимумы отсутствуют при длительности импульса меньше времени прохождения кристалла  $\tau = L/v$ . При увеличении длительности уровень боковых лепестков стремится к величине, характерной для прямоугольного импульса. С помощью импульсов ступенчатой формы (при подборе соответствующих параметров) возможно существенное подавление боковых лепестков до 0.7%, а использование серии гауссовых импульсов позволяет получить характеристику, представляющую собой набор эквидистантных пиков с широкой огибающей.

Акустооптическая ячейка также может быть использована в качестве спектрометра, причем с переменным разрешением, которое варьируется с помощью изменения длительности импульсов. При этом интересные возможности определения спектра представляются в случае одновременного нахождения в кристалле серии акустических цугов.

## Список литературы

- [1] Магдич Л.Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 8. С. 1683–1690.
- [2] Harris A., Mieh S., Fiegelson R. // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol. 17. P. 223–225.
- [3] Jieping Xu, Stroud R. Acousto-optic devices. New York: Wiley, 1992. 310 p.
- [4] Корнел А. Акустооптика. М.: Мир, 1993. 240 с.
- [5] Goutzoulis A.P., Pape D.R. Design and Fabrication of Acousto-optic Devices. New York: Dekker, 1989. 370 p.
- [6] Парыгин В.Н., Вершубский А.В. // Вестник Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1998. Т. 39. № 1. С. 28–33.
- [7] Парыгин В.Н., Вершубский А.В., Резвов Ю.Г. // Опт. и спектр. 1998. Т. 84. Вып. 6. С. 1005–1011.
- [8] Парыгин В.Н., Вершубский А.В. // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 5. С. 615–620.
- [9] Парыгин В.Н., Вершубский А.В. // РиЭ. 1998. Т. 43. № 11. С. 1369–1374.
- [10] Парыгин В.Н., Вершубский А.В., Холостов К.А. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 12. С. 76–81.