

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ НЕКОГЕРЕНТНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРА ПРИ КОНЕЧНОМ ВРЕМЕНИ РЕГИСТРАЦИИ

1. Введение

Оптические методы обработки информации находят все более широкое применение при анализе и обработке изображений, радиолокационных сигналов, геофизических данных и т.д. [1-3], что обусловлено большими потенциальными возможностями таких методов, связанными с параллельностью обработки, высокой частотой и скоростью оптических сигналов. В оптических устройствах просто реализуются важные интегральные операции нахождения свертки, корреляции, преобразований Фурье, Гильберта, Лапласа и др.

Одним из наиболее эффективных методов исследования в различных областях науки является спектральный анализ, имеющий и широчайшие практические приложения. Особое место среди анализаторов спектра занимают акустооптические спектроанализаторы, отличающиеся простотой конструкции и возможностью проведения параллельной обработки сигналов в широкой полосе частот и практически в реальном масштабе времени [4-5].

Мгновенное нахождение спектра Фурье в акустооптических спектроанализаторах обеспечивает беспрепятственный спектральный анализ и высокую вероятность перехвата как моноимпульсного радиоизлучения в метровом и дециметровом (а в перспективе – и до частот 10 ГГц) диапазонах, так и расширения полосы одновременно анализируемых частот до 60% от несущей. При этом обеспечивается как высокая чувствительность при работе с квазинепрерывными сигналами, так и высокая разрешающая способность по частоте и времени прихода. Систематическое изложение теоретических аспектов работы акустооптических анализаторов спектра представлено в [3,5].

В большинстве работ, посвященных рассмотрению оптических спектроанализаторов, время регистрации (в предположении, что анализируемый сигнал допускает представление в виде обычного интеграла Фурье) выбирается стремящимся к бесконечности [3], что далеко не всегда адекватно описывает практические схемы и устройства.

В данной статье это продемонстрировано на примере временного хода выходного сигнала фотодетектора в некогерентном спектроанализаторе с пространственным интегрированием для одиночного входного импульса с длительностью как меньшей, так и большей длительности временной выборки, соответствующей световой апертуре акустооптического модулятора.

2. Постановка задачи и основные соотношения

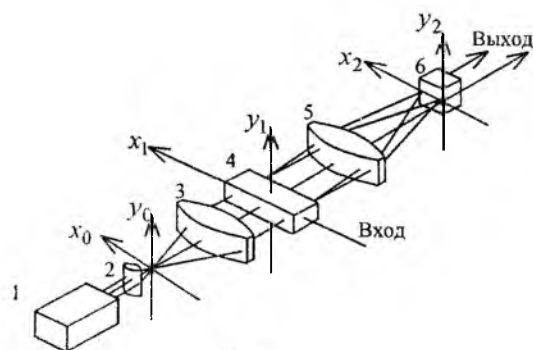


Рис. 1

Рассмотрим акустооптический анализатор спектра с пространственным интегрированием, структурная схема которого представлена на рис. 1 (для удобства сравнения с предыдущими результатами ниже используются терминология и обозначения из монографии [3]). На приведенной схеме 1 – лазер, 2 – конденсор, 3 – коллиматор, 4 – акустооптический модулятор (АОМ), 5 – фурье-линза, 6 – регистрирующее устройство и изображены используемые системы координат x_1, y_1, z_1 и x_2, y_2, z_2 .

Пусть лазер излучает монохроматическую волну $\exp[i(\omega_L t - k_L z_1)]$, конденсор и коллиматор обеспечи-

вают формирование плоской световой волны заданной апертуры, падающей под углом θ_i на АОМ

$$E_0(x_1, t) = r(x_1) \exp[i(\omega_L t - k_L z_1 + k_L x_1 \operatorname{tg} \theta_i)],$$

где множитель

$$r(x_1) = \begin{cases} 1, & |x_1| \leq D/2 \\ 0, & |x_1| > D/2 \end{cases}$$

характеризует заданную апертуру.

Поступающий на вход анализатора радиосигнал

$$s(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega t} S(\omega) \quad (1)$$

преобразуется в бегущую акустическую волну вида $r(x_1)s\left(t - \frac{x_1 + D/2}{v}\right)$, где v – скорость ее распространения. В линейном приближении поле световой волны первого дифракционного порядка есть

$$E_1(x_1, t) = Ar(x_1)s\left(t - \frac{x_1 + D/2}{v}\right) \exp[i(\omega_L t - k_L z_1 + k_L x_1 \operatorname{tg}\theta_i)]$$

где множитель A обусловлен модулирующим воздействием акустической волны на проходящее через АОМ лазерное излучение.

Поле в выходной плоскости анализатора, совпадающей с задней фокальной плоскостью линзы 5, есть

$$E_2(x_2, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 E_1(x_1, t) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda F} x_1 x_2\right), \quad (2)$$

где F – фокусное расстояние линзы, λ – длина волны лазерного излучения.

Воспользовавшись соотношением (1) и опуская несущественный для дальнейшего рассмотрения множитель $\exp[i(\omega_L t - k_L z_1)]$, формулу (2) можно преобразовать к виду

$$E_2(\omega_x, t) = A \frac{D}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S(\omega) \exp\left(i\omega\left(t - \frac{T}{2}\right)\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega - \omega_x}{2} T\right), \quad (3)$$

где для сокращения записи введено стандартное наименование для функции $\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$,

$T = \frac{D}{v}$ есть длительность временной выборки, соответствующей световой апертуре D , и $\omega_x = v\left(\frac{2\pi}{\lambda F} x_2 + k_L \operatorname{tg}\theta_i\right)$ (последнее обозначение несколько отличается от использованного в [3]).

Кроме того, в (3) и всех последующих формулах явно отражен тот факт, что поле E_2 зависит от x_2 посредством $\omega_x = \omega(x_2)$.

Как известно, по способу регистрации дифрагированного излучения спектроанализаторы делятся на когерентные и некогерентные. В данной работе мы ограничимся рассмотрением случая некогерентного преобразования выходного светового распределения в электрический сигнал, пропорциональный интегралу по времени от его интенсивности

$$u(\omega_x, T_R) = \int_0^{T_R} dt |E_2(\omega_x, t)|^2, \quad (4)$$

где T_R – время регистрации, отсчитываемое от момента $t = 0$.

Подстановка (3) в (4) дает общее решение задачи о связи выходного сигнала некогерентного акустооптического спектроанализатора со спектром входного сигнала

$$u(\omega_x, T_R) = \left(\frac{AD}{2\pi}\right)^2 T_R \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 S(\omega_1) S^*(\omega_2) \times \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega_1 - \omega_x}{2} T\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega_2 - \omega_x}{2} T\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} T_R\right) \exp\left(i \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} T_R\right), \quad (5)$$

где звездочка обозначает комплексно сопряженную величину.

Обычно в предположении о представимости анализируемого сигнала интегралом Фурье время регистрации устремляют к бесконечности и от (5) переходят к формуле

$$u(\omega_x, T_R \rightarrow \infty) = \left(\frac{AD}{2\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega |S(\omega)|^2 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\omega - \omega_x}{2} T \right)$$

Задачей данной статьи является исследование эффекта конечного (по сравнению с остальными характерными временами задачи) времени регистрации, что более удобно сделать на частном, но практически важном примере простого входного сигнала, допускающего получение аналитических результатов в явном виде.

3. Входной импульс с прямоугольной огибающей

Пусть на вход анализатора подается импульсный сигнал вида

$$s(t; \omega_0, \tau_i) = \begin{cases} 0, & t < t_0, \\ \sin(\omega_0(t - t_0)), & t_0 \leq t \leq t_0 + \tau_i, \\ 0, & t > t_0 + \tau_i \end{cases} \quad (6)$$

где t_0 – время задержки (появления переднего фронта импульса) от начала регистрации; ω_0 – несущая частота; τ_i – длительность импульса.

Хотя спектр импульса (6) $S(\omega; \omega_0, \tau_i) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} s(t; \omega_0, \tau_i)$ находится в явном виде:

$$S(\omega; \omega_0, \tau_i) = \frac{\exp(-i\omega t_0)}{2} \left[\frac{\exp[-i(\omega - \omega_0)\tau_i] - 1}{\omega - \omega_0} - \frac{\exp[-i(\omega + \omega_0)\tau_i] - 1}{\omega + \omega_0} \right],$$

его непосредственная подстановка в (5) приводит к труднообозримым выражениям, и поэтому более удобным оказывается проведение расчетов во временной области.

Это дает следующие результаты для $u(\omega_x, T_R)$, существенно зависящие от величины времени регистрации. В случае временной апертуры T , превышающей длительность импульса τ_i , имеем (множитель $(Av)^2$ для упрощения записи опущен):

при $T_R < t_0$

$$u(\omega_x, T_R) = 0; \quad (7)$$

при $t_0 \leq T_R < t_0 + \tau_i$

$$u(\omega_x, T_R) = G(\omega_x, T_R - t_0); \quad (8)$$

при $t_0 + \tau_i \leq T_R < t_0 + T$

$$u(\omega_x, T_R) = G(\omega_x, \tau_i) + (T_R - t_0 - \tau_i)g(\omega_x, \tau_i); \quad (9)$$

при $t_0 + T \leq T_R < t_0 + T + \tau_i$

$$u(\omega_x, T_R) = 2G(\omega_x, \tau_i) + (T - \tau_i)g(\omega_x, \tau_i) - G(\omega_x, t_0 + T + \tau_i - T_R); \quad (10)$$

при $T_R \geq t_0 + T + \tau_i$

$$u(\omega_x, T_R) = 2G(\omega_x, \tau_i) + (T - \tau_i)g(\omega_x, \tau_i). \quad (11)$$

Здесь для существенного сокращения записи введены обозначения для (с точностью до множителя) энергетического спектра анализируемого сигнала на частоте ω_x

$$g(\omega_x, \tau_i) = \left| \frac{2}{\tau_i} S(\omega_x; \omega_0, \tau_i) \right|^2 = \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\omega_x - \tau_i}{2} \right) + \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\omega_x + \tau_i}{2} \right) - 2 \cos(\omega_0 \tau_i) \operatorname{sinc} \left(\frac{\omega_x - \tau_i}{2} \right) \operatorname{sinc} \left(\frac{\omega_x + \tau_i}{2} \right)$$

и интеграла от него по временной переменной

$$G(\omega_x, t) = \int_0^t dt' g(\omega_x, t') = \frac{t}{\omega_- \omega_+} \left[\frac{1}{2} (1 - \text{sinc}(2\omega_0 t)) + \frac{\omega_0}{\omega_-} (1 - \text{sinc}(\omega_- t)) - \frac{\omega_0}{\omega_+} (1 - \text{sinc}(\omega_+ t)) \right],$$

где $\omega_{\pm} = \omega_x \pm \omega_0$.

Приведем теперь соответствующие выражения для случая $T < \tau_i$:

при $T_R < t_0$

$$u(\omega_x, T_R) = 0; \quad (12)$$

при $t_0 \leq T_R < t_0 + T$

$$u(\omega_x, T_R) = G(\omega_x, T_R - t_0); \quad (13)$$

при $t_0 + T \leq T_R < t_0 + \tau_i$

$$u(\omega_x, T_R) = G(\omega_x, T) + G_1(\omega_x, T_R - t_0); \quad (14)$$

при $t_0 + \tau_i \leq T_R < t_0 + \tau_i + T$

$$u(\omega_x, T_R) = 2G(\omega_x, T) + G_1(\omega_x, \tau_i) - G(\omega_x, t_0 + \tau_i + T - T_R); \quad (15)$$

при $T_R \geq t_0 + T + \tau_i$

$$u(\omega_x, T_R) = 2G(\omega_x, T) + G_1(\omega_x, \tau_i), \quad (16)$$

где

$$G_1(\omega_x, t) = \int_0^t dt' |E_2(\omega_x, t' + t_0)|^2 \Big|_{T \leq t \leq \tau_i} = \\ = (t - T) \left[\frac{\sin^2(\omega_- T / 2)}{\omega_-^2} + \frac{\sin^2(\omega_+ T / 2)}{\omega_+^2} \right] - \frac{\sin[\omega_0(2t - T)] - \sin[\omega_0 T]}{\omega_0} \frac{\sin(\omega_- T / 2)}{\omega_-} \frac{\sin(\omega_+ T / 2)}{\omega_+}.$$

Формулы (7-16) в явном виде дают полное решение поставленной задачи.

4. Результаты численных расчетов и обсуждение

На рис. 2. представлены результаты расчета временной эволюции зависимости выходного сигнала $u(\omega_x, T_R)$ от ω_x для широкой апертуры $T \geq \tau_i$. Напомним, что ω_x пропорционально x_2 и именно по этой зависимости судят о спектре анализируемого сигнала. При проведении численных расчетов принималось, что длительность входного импульса составляет несколько периодов несущей частоты $\tau_i = (2\pi / \omega_0)N$ ($N = 20$), величина временной апертуры составляла $T = 5\tau_i$, время задержки произвольно выбиралось равным $t_0 = \tau_i$.

При заданной величине ω_x характерным для всех зависимостей является нулевое значение $u(\omega_x, T_R)$ до момента t_0 , два этапа переходных процессов, один – линейного роста, а также этап сохранения накопленного значения, что более отчетливо видно на рис. 3. Характер изменения $u(\omega_x, T_R)$ во времени представлен для четырех значений безразмерного параметра – относительной расстройки частоты ω_x / ω_0 .

На рис. 4 представлены результаты численных расчетов выходного сигнала $u(\omega_x, T_R)$ для в два раза более короткого по сравнению с рис. 2 входного импульса при неизменных остальных параметрах. Сопоставление этих рисунков показывает, что укорочение длительности входного импульса приводит к пропорциональному пространственному уширению выходного сигнала.

Сопутствующее сохранение длительности переходных этапов и уменьшение (поскольку в действительности на всех графиках изображены нормированные величины $\frac{u(\omega_x, T_R)}{(Av)^2}$) амплитуды выходного сигнала более четко видно из сравнения рис. 3 с рис. 5, на котором представлена зависимость $u(\omega_x, T_R)$ от T_R при нескольких фиксированных значениях ω_x / ω_0 .

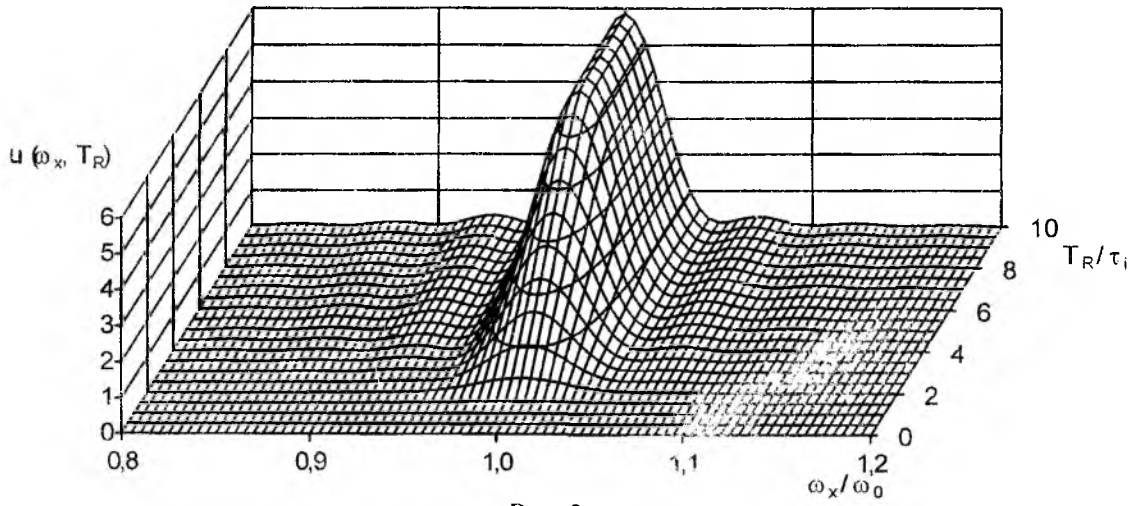


Рис. 2

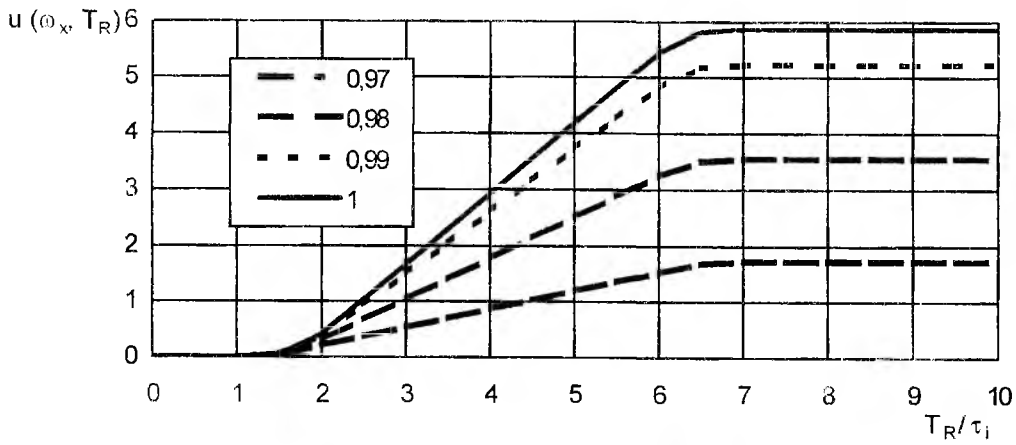


Рис. 3

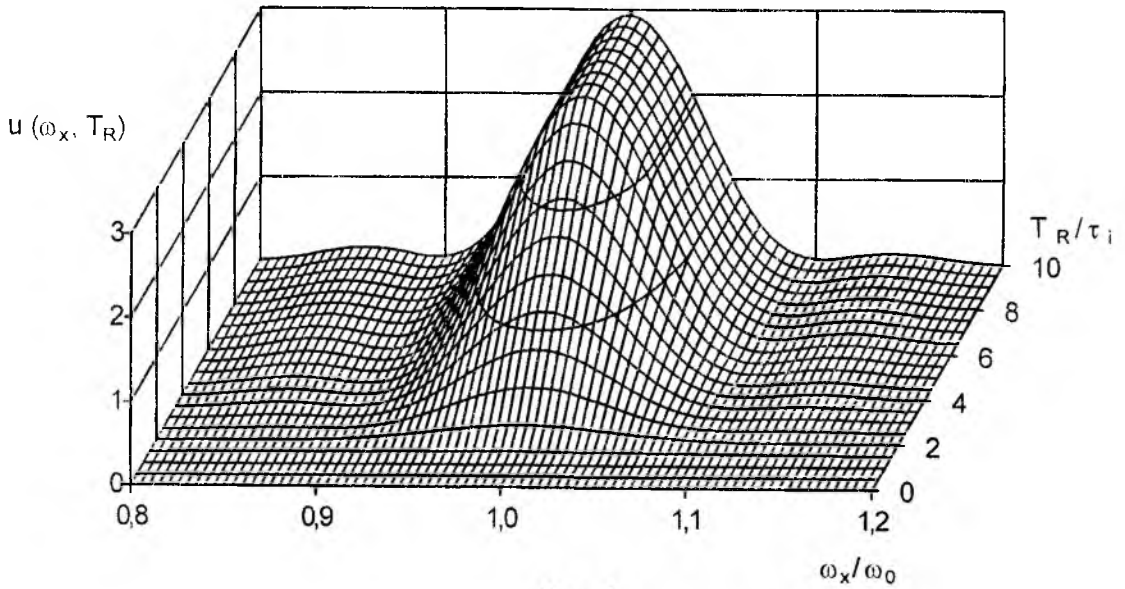


Рис. 4

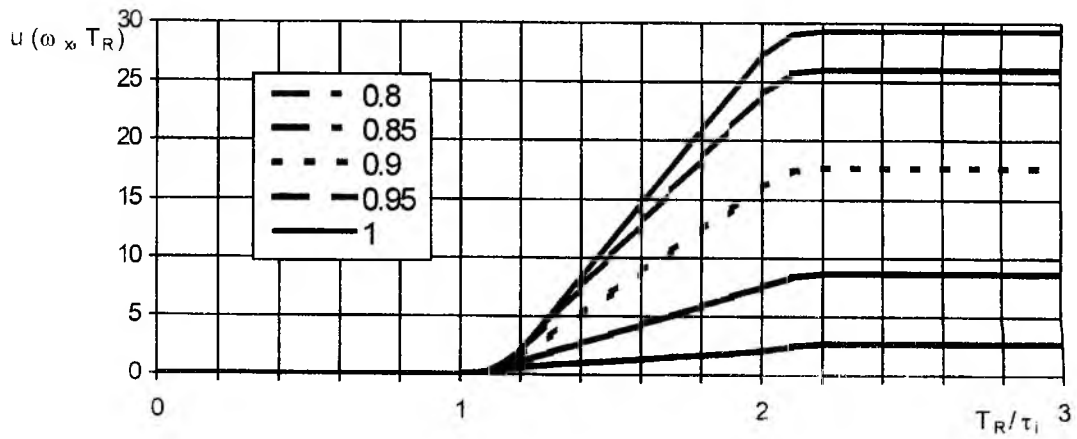


Рис. 5

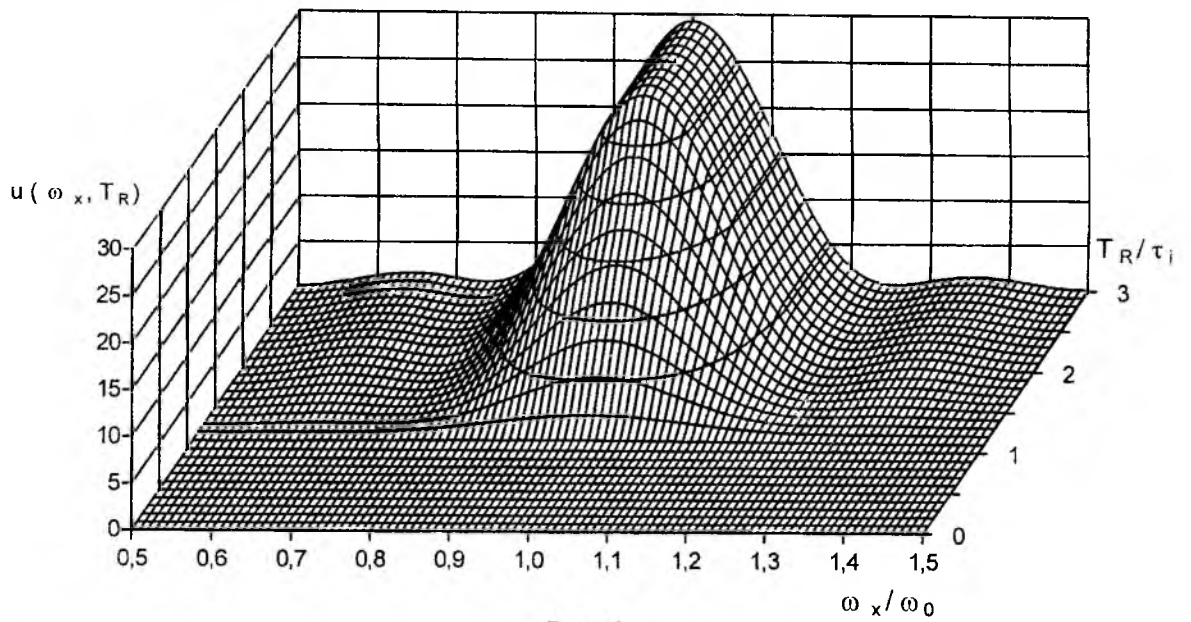


Рис. 6

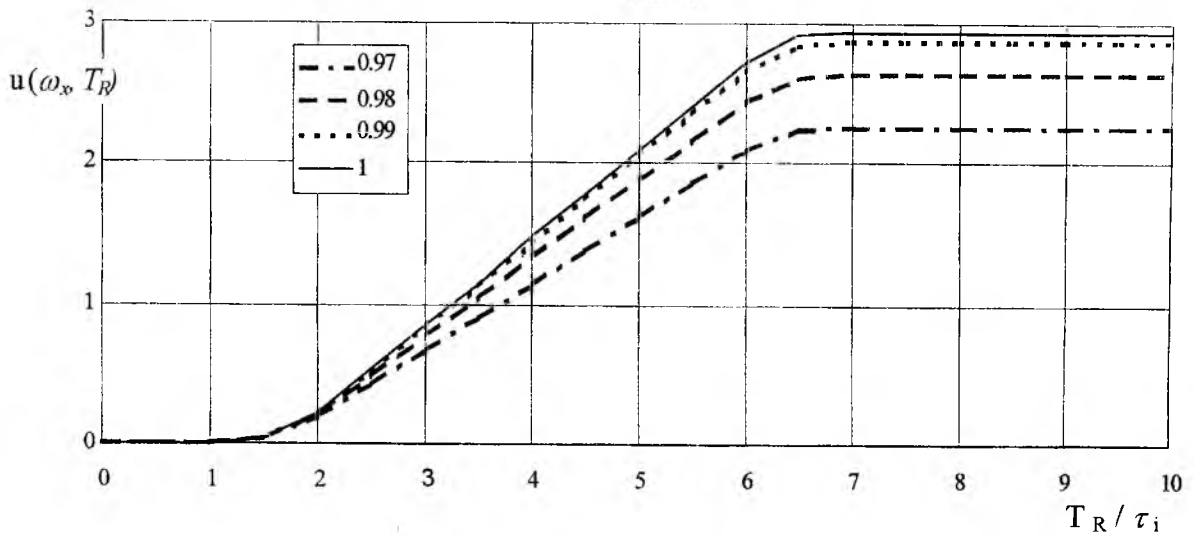


Рис. 7

Выделение пяти временных интервалов в выражениях (7)-(11) и (12)-(16) имеет ясный физический смысл. Для широкой ($T \geq \tau_i$) апертуры это соответствует отсутствию выходного сигнала до

появления импульса в пределах апертуры АОМ при $T_R < t_0$; вхождению импульса длительности τ_i через передний край апертуры при $t_0 \leq T_R < t_0 + \tau_i$; этапу нахождения тела импульса целиком в пределах апертуры при $t_0 + \tau_i \leq T_R < t_0 + T$; выходу импульса через задний край апертуры при $t_0 + T \leq T_R < t_0 + T + \tau_i$ и, наконец, уходу импульса из пределов апертуры при $T_R \geq t_0 + T + \tau_i$.

При выполнении условия $T < \tau_i$ интерпретация результатов несколько модифицируется. Временной этап $T_R < t_0$ также соответствует отсутствию выходного сигнала до появления импульса в пределах апертуры АОМ; интервал $t_0 \leq T_R < t_0 + T$ соответствует этапу постепенного заполнения импульсом апертуры через передний край; интервал $t_0 + T \leq T_R < t_0 + T + \tau_i$ соответствует этапу прохода импульсом апертуры при полном ее заполнении; интервал $t_0 + \tau_i \leq T_R < t_0 + T + \tau_i$ – этапу освобождения апертуры при выходе импульса через задний ее край, а временной этап $T_R \geq t_0 + T + \tau_i$ (как и в рассмотренном выше случае $T \geq \tau_i$) соответствует нахождению импульса вне пределов апертуры после выхода из нее.

Эти соображения для узкой ($T < \tau_i$) апертуры проиллюстрированы на рис. 6, где при расчетах были использованы те же значения параметров, что и на рис. 2, однако теперь $T = \tau_i / 5$.

На рис. 7 приведены сечения поверхности $u = u(\omega_x, T_R)$ плоскостями фиксированных значений ω_x / ω_0 . Хорошо видно, что по сравнению с рис. 3 общий характер временной эволюции $u(\omega_x, T_R)$ остается прежним, изменяются лишь числовые значения параметров, определяющих начало и продолжительность введенных выше временных этапов.

Результаты, полученные выше для импульса с прямоугольной огибающей, являются базой для понимания физики временного поведения выходного сигнала некогерентного спектроанализатора при входном импульсе произвольной формы. Так, при $T \geq \tau_i$ для трапециевидальной огибающей можно будет выделить в графике $u(\omega_x, T_R)$ интервалы, соответствующие входу и выходу из апертуры АОМ переднего и заднего фронтов импульса и его плато. Напротив, для колоколообразной огибающей при $T \geq \tau_i$ будет отсутствовать этап прохождения плато, хотя во всех случаях будет наблюдаться линейный рост $u(\omega_x, T_R)$ при прохождении импульса целиком в пределах апертуры и сохранение значения – при полном выходе.

Качественно можно предсказать и поведение $u(\omega_x, T_R)$ при анализе пачки импульсов, особенно интересны результаты в случае скважности, малой по сравнению с длительностью временной выборки T .

5. Заключение

В данной работе рассмотрен эффект конечного времени регистрации в некогерентных акустооптических анализаторах спектра радиосигналов. Получены явные выражения для выходного сигнала для одиночного входного импульса с прямоугольной огибающей. Во временном ходе выходного сигнала выделены пять интервалов, соответствующих различным этапам прохождения импульса через апертуру АОМ и проанализированы особенности его поведения на каждом интервале. Полученные результаты могут служить базой для физического понимания при анализе более сложных реальных радиосигналов.

Список литературы: 1. Парыгин В.Н., Балакиев В.И. Оптическая обработка информации. М.: Изд-во МГУ. 1987. 142 с. 2. Акаев А.А., Майоров С.А. Оптические методы обработки информации. М.: Высшая школа, 1988. 237 с. 3. Оптическая обработка радиосигналов в реальном времени / Под ред. С.В. Кулакова. М.: Радио и связь, 1989. 136 с. 4. Магдич Л. Н., Молчанов В. Я. Акустооптические устройства и их применение. Москва: Сов. Радио, 1978. 112 с. 5. Кулаков С.В. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов. – Л: Наука, 1978. 144 с. 6. Белошицкий Л.П., Комаров В.Н., Кречотень Б.П., Сапожников Б.Т. Акустооптические анализаторы спектра сигналов // Зарубежная радиоэлектроника. 1981. № 3. С. 51-70.