

УДК 621.391(681.325:535)

Л. А. Аронов, И. О. Ерёмин, В. Н. Ушаков
 Санкт-Петербургский государственный электротехнический
 университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина)

Влияние расходимости акустической волны на работу акустооптического спектроанализатора с пространственным интегрированием

Рассмотрена работа акустооптического спектроанализатора с пространственным интегрированием с учетом расходимости акустической волны. Показано, что расходимость ультразвука приводит к значительной неравномерности распределения акустического давления по апертуре акустооптического модулятора, что влечет ухудшение разрешающей способности устройства по частоте.

Акустооптический спектроанализатор, расходимость акустической волны

Акустооптические спектроанализаторы (АОС) применяются при обнаружении и анализе сигналов, когда требуется широкая рабочая полоса, отсутствие пропусков по частоте и относительно высокое быстродействие. Для оценки характеристик таких устройств разработаны математические модели [1], [2], в которых распределение акустической волны в апертуре акустооптического модулятора (АОМ) принимается равномерным. При более строгом подходе распространение ультразвука в звукопроводе требует учета расходимости акустической волны в соответствии с законами дифракции, что влияет на аппаратную функцию (АФ) спектроанализатора и его основные характеристики.

В настоящей статье рассмотрен гомодинный акустооптический спектроанализатор (ГАОС) [3], обладающий широкой полосой анализа, высоким динамическим диапазоном и относительной простотой конструкции.

В основе структурной схемы ГАОС (рис. 1) лежит интерферометр Юнга. В состав схемы входят источник монохроматического излучения 1, коллимирующая линза 2, двухканальный АОМ 3, трансформирующая линза 4 и матричный фотоприемник (МФП) 5. В качестве источника излучения 1 целесообразно использовать полупроводниковый лазер. Генерируемое им расходящееся излучение преобразуется коллимирующей линзой 2 в плоскую волну. Световой поток облучает апертуру двухканального АОМ 3, на один из каналов которого подается анализируемый сигнал $s(t)$, а на другой – опорный сигнал $r(t)$. После прохождения АОМ световой поток фокусируется сферической линзой 4 в плоскости апертуры фотоприем-

ника 5. В качестве фотоприемника могут использоваться как устройства мгновенного действия, так и устройства с накоплением. Наибольшее применение находят устройства с накоплением на основе прибора с зарядовой связью. Они имеют до нескольких тысяч элементов как по горизонтальной координате ξ , так и по вертикальной координате η , что позволяет достичь высокой разрешающей способности.

В качестве опорного сигнала $r(t)$ выбирают последовательность широкополосных импульсов с равномерным спектром. Это могут быть ЛЧМ-импульсы [4] или бинарный фазоманипулированный сигнал [5].

Выбор режима дифракции в данном случае не является принципиальным, поэтому для определенности остановимся на режиме Брэгга.

Рассмотрим простейшую конструкцию одного канала АОМ (рис. 2). Акустическая волна возбуждается электроакустическим преобразователем (ЭАП) с размерами $l \times H$ и распространяется вдоль оси x .

При проектировании ЭАП в составе АОМ можно считать, что размеры ЭАП удовлетворяют условию $l \gg H$, а значит, в первую очередь необ-

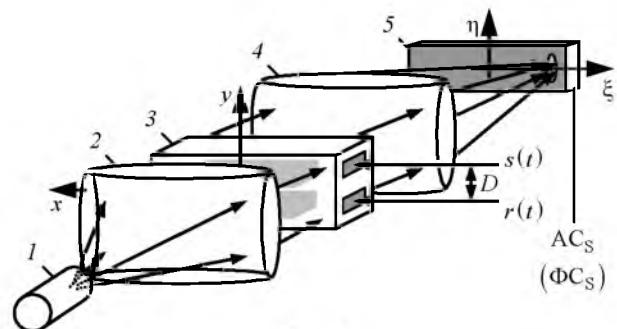


Рис. 1

ходимо учитывать расходимость акустической волны вдоль оси y . Пусть на поверхности ЭАП звуковое поле распределено равномерно:

$$P(t, x, y)|_{x=0} = P_m(t) e^{j\Omega t},$$

где $P_m(t)$ – комплексная огибающая акустической волны; Ω – несущая частота акустической волны. Опишем распределение звукового давления в объеме АОМ интегралом Рэлея–Зоммерфельда:

$$P(t, x, y) = -\frac{j}{\Lambda} \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} P_m(t) e^{j\Omega t} \frac{e^{jKr}}{r} \cos\theta dx dy,$$

где Λ – длина акустической волны; K – волновое число акустической волны; r – длина вектора, соединяющего точку на поверхности ЭАП и точку в объеме АОМ; θ – угол между этим вектором и осью x , причем $\cos\theta = x/r$.

Зная распределение звукового давления в объеме АОМ, можно найти закон $\Delta n(t, x, y)$ изменения оптического показателя преломления [6]:

$$\Delta n(t, x, y) = B \operatorname{Re}[P(t, x, y)], \quad (1)$$

где B – коэффициент, учитывающий размерности. Выражение (1) описывает оптические неоднородности, формируемые анализируемым и опорным сигналами в объеме АОМ. В результате дифракции световой волны с комплексной амплитудой напряженности поля $E_0(x, y)$ на этих оптических неоднородностях на выходе АОМ возникают два параллельных световых пучка:

$$E_s(x, y, t) = B_1 E_0(x, y) \times \operatorname{rect}\left(\frac{x}{2L}, \frac{y-D/2}{H_0}\right) e^{j\omega_{\text{св}} t} e^{-j\Delta n_s(x, y, t)}, \quad (2)$$

$$E_r(x, y, t) = B_1 E_0(x, y) \times \operatorname{rect}\left(\frac{x}{2L}, \frac{y+D/2}{H_0}\right) e^{j\omega_{\text{св}} t} e^{-j\Delta n_r(x, y, t)}, \quad (3)$$

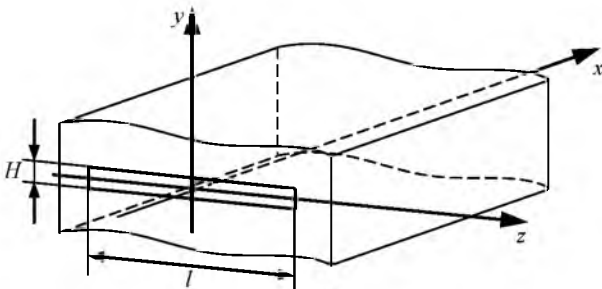


Рис. 2

где B_1 – комплексная константа, включающая не-принципиальные для рассмотрения постоянные множители;

$$\operatorname{rect}(\mu, \nu) = \begin{cases} 1, & (|\mu| \leq 0.5) \cap (|\nu| \leq 0.5); \\ 0, & (|\mu| > 0.5) \cup (|\nu| > 0.5) \end{cases}$$

– двумерная безразмерная прямоугольная функция единичной ширины и высоты; $2L$ – размер (апертура) АОМ в направлении распространения акустической волны; D – расстояние между ЭАП каналов АОМ (рис. 1); H_0 – размер апертуры одного канала АОМ вдоль оси y ; $\omega_{\text{св}}$ – круговая частота световой волны; $\Delta n_s(x, y, t)$, $\Delta n_r(x, y, t)$ – изменения оптического коэффициента преломления в каналах анализируемого s и опорного r сигналов АОМ соответственно.

В режиме дифракции Брэгга выражения (2) и (3) можно записать в виде суммы недифрагированной и дифрагированной световых волн. Перейдя в (2) и (3) к комплексным огибающим оптических волн, сохранив только слагаемые и множители, представляющие интерес, получим:

$$E_s^{+1}(x, y, t) = B' E_0(x, y) \Delta n_s(x, y, t); \quad (4)$$

$$E_r^{+1}(x, y, t) = B' E_0(x, y) \Delta n_r(x, y, t), \quad (5)$$

где B' выполняет прежние функции объединения незначущих множителей.

Для дальнейшего рассмотрения интересен только случай, когда несущие частоты анализируемого и опорного сигналов равны: $\Omega_s = \Omega_r = \Omega$.

Трансформирующая линза L осуществляет пространственное преобразование Фурье [7]:

$$E_{s\text{ф.п}}(p, q, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_s^{+1}(x, y, t) e^{jpx} e^{-jqy} dy dx; \quad (6)$$

$$E_{r\text{ф.п}}(p, q, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_r^{+1}(x, y, t) e^{jpx} e^{-jqy} dy dx, \quad (7)$$

где $p = k\xi/F$, $q = k\eta/F$ – пространственные частоты в плоскости $\xi\eta$ (рис. 1); k – волновое число световой волны, причем F – фокусное расстояние линзы L . Разные знаки в показателях экспонент отображают тот факт, что оси $0y$ и 0η сонаправлены, а оси $0x$ и 0ξ направлены в разные стороны. Поскольку фотоприемник расположен в

фокальной плоскости линзы 4, выражения (6) и (7) описывают распределение светового поля в его светочувствительной плоскости. Они формируют интерференционную картину в плоскости МФП, которая за время накопления (T_H) обеспечивает распределение заряда $Q(\eta, \xi)$. Один из его компонентов позволяет определить амплитудный и фазовый спектры анализируемого сигнала [2], [3].

Будем считать, что АОМ облучается плоской однородной волной, т. е. $E_0(x, y) = \text{const}$. Пусть опорным сигналом является последовательность ЛЧМ-импульсов. В качестве анализируемого сигнала целесообразно выбрать гармоническое воздействие. Аппаратная функция, полученная как реакция на такое воздействие, позволяет определить основные рабочие характеристики устройства.

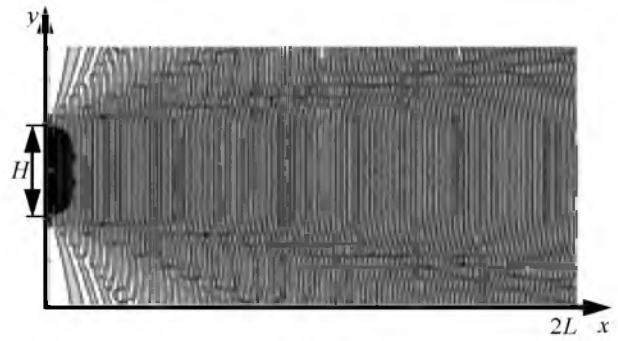
Рассмотрим распределение акустического давления в канале анализируемого сигнала АОМ при минимальной рабочей длине акустической волны $\Lambda = \Lambda_{\min}$ (рис. 3, а) и при максимальной рабочей длине волны $\Lambda = \Lambda_{\max}$ (рис. 3, б). На рисунках светлые тона соответствуют высокому давлению, темные – низкому. Соотношение длин волн $\Lambda_{\min} : \Lambda_{\max} = 1 : 20$. При этом соблюдается условие $H \gg \Lambda_{\max}$, что делает ЭАП эффективным излучателем. Распределение для $\Lambda = \Lambda_{\max}$ в трехмерной проекции показано на рис. 4.

Из рис. 3, а, в следует, что сигнал с высокой частотой формирует область высокого акустического давления вблизи ЭАП, волна расходится слабо, но сильно затухает по мере распространения. Низкочастотная волна (рис. 3, б) затухает медленнее и излучается менее направленно.

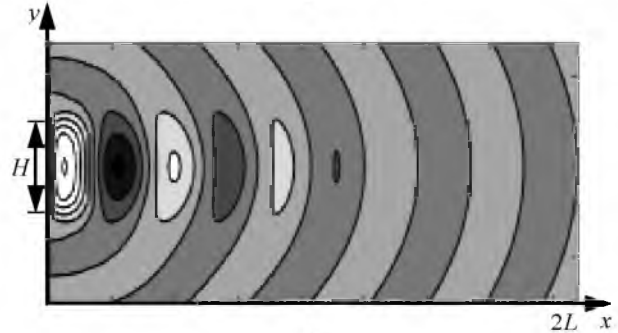
Распределение акустического давления для опорного сигнала в виде последовательности ЛЧМ-импульсов представлено на рис. 3, в. Распределение получено для момента времени, когда импульс целиком заполняет апертуру АОМ: низкие частоты в начале апертуры (слева), высокие – в конце.

Следует ожидать, что по мере распространения импульса по апертуре АОМ картина распределения акустического давления будет значительно меняться, так как разные частотные составляющие сигнала затухают и расходятся по-разному.

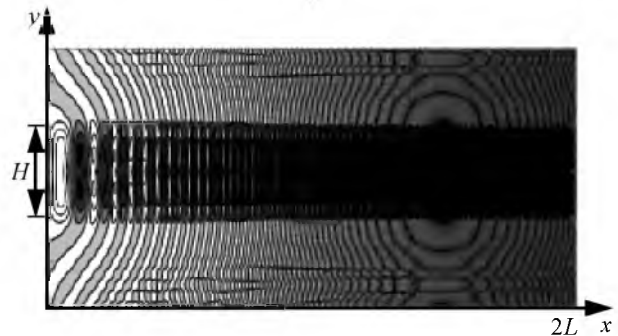
Представленные на рис. 3, 4 распределения свидетельствуют о существенной неоднородности звукового поля в объеме АОМ: значительный уровень акустического давления вблизи ЭАП, низкий уровень – в конце апертуры АОМ (рис. 4).



а



б



в

Рис. 3

Неравномерно распределение давления и в вертикальном сечении (рис. 3). Такая неравномерность может рассматриваться как двумерная весовая функция при расчете интегралов (6) и (7). В результате АФ $A(f)$ искажается (рис. 5, 1 – нормированная АФ с учетом расходимости ультразвука, 2 – без учета расходимости). Из зависимостей следует, что неравномерное распределение звуко-

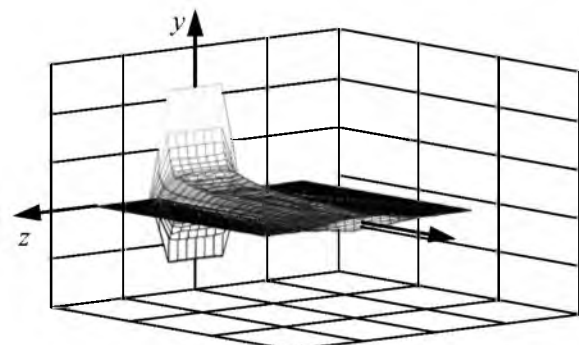
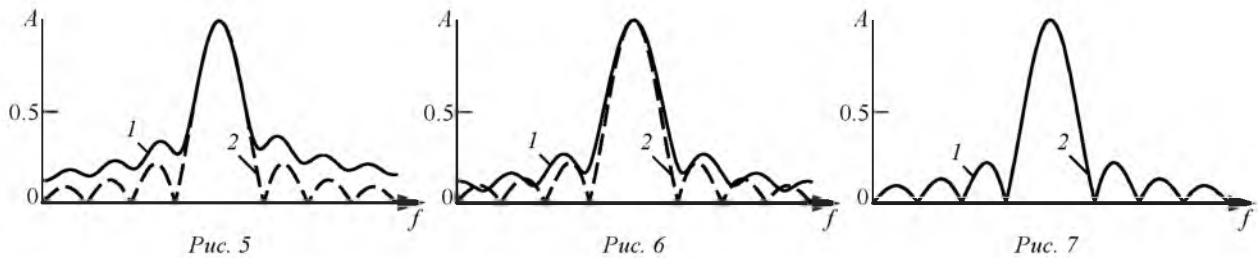


Рис. 4



вого давления в апертуре АОМ приводит к значительным искажениям АФ в области боковых лепестков, что ухудшает разрешающую способность спектроанализатора по частоте.

Простейший способ избежать значительных искажений – перекрыть участок апертуры АОМ вблизи ЭАП непрозрачной диафрагмой. Однако уменьшение рабочей апертуры АОМ приведет к снижению потенциально достижимой разрешающей способности, поэтому выбор размера области затенения является вопросом поиска компромисса, зависящего от конкретных задач, стоящих перед системой, в составе которой работает спектроанализатор. Рис. 6 иллюстрирует случай, когда область затенения составляет $1/8$ от всей рабочей апертуры АОМ, что составляет примерно $\Lambda_{\max}/2$.

Рассматривая результат подстановки (4) и (5) в (6) и (7) соответственно, справедливо трактовать множители вида (1) как весовые функции или функции окна, что позволяет предложить еще один метод компенсации искажений, вызванных расходимостью ультразвука в АОМ. Поставим за АОМ амплитудный транспарант с функцией прозрачности $T(x)$. Так, экспериментально подобранная функция прозрачности $T(x) = \sqrt{x}$ обеспечивает компенсацию искажений, вызванных

дифракцией акустической волны в АОМ, на уровне погрешности вычислений (рис. 7).

В зависимости от стоящих задач амплитудный транспарант может обеспечивать не только компенсацию искажений, но и оконное взвешивание, позволяющее, в частности, снизить уровень боковых лепестков.

Таким образом, для получения более точных оценок достижимых характеристик АОС необходимо учитывать расходимость акустических волн в объеме АОМ. Высокая неравномерность распределения акустического давления вдоль апертуры АОМ приводит к значительным искажениям АФ устройства и ухудшению его разрешающей способности по частоте. Простейшим вариантом частичной компенсации этого эффекта является использование диафрагмы, затеняющей область вблизи ЭАП АОМ. Диафрагма может быть выполнена из любого непрозрачного материала, а ее положение целесообразно подбирать экспериментально. Применение амплитудного транспаранта с переменной вдоль апертуры АОМ прозрачностью обеспечивает более высокую степень компенсации искажений. Кроме того, на транспарант могут быть наложены дополнительные функции по возможной коррекции формы АФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Магдич Л. Н., Молчанов В. Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978. 112 с.
2. Оптические устройства в радиотехнике / А. Ю. Гринев, К. П. Наумов, Л. Н. Пресленев, Д. В. Тигин, В. Н. Ушаков / под ред. В. Н. Ушакова. 2-е изд. М.: Радиотехника, 2009. 264 с.
3. Грачев С. В., Рогов А. Н., Ушаков В. Н. Гомодинный акустооптический анализатор спектра с пространственным и временным интегрированием // Радиотехника. 2003. № 4. С. 23–28.
4. Аронов Л. А., Ушаков В. Н. Гомодинный акустооптический спектроанализатор с ЛЧМ-импульсом в качестве опорного сигнала // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2013. Вып. 5. С. 59–65.
5. Аронов Л. А., Ушаков В. Н. Гомодинный акустооптический спектроанализатор с непрерывным бинарным фазоманипулированным радиоисигналом в качестве опорного сигнала // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2014. Вып. 6. С. 13–16.
6. Егоров Ю. В., Ушаков В. Н. Учет дифракции Френеля акустического пучка в одноканальном модуляторе // Акустооптические методы и техника обработки информации / ЛЭТИ им. В. И. Ульянова (Ленина). Л., 1980. С. 33–41. (Межвуз. сб. Вып. 142.)
7. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 354 с.

L. A. Aronov, I. O. Eryomin, V. N. Ushakov
Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI"

**Analysis of Functioning of Acousto-Optic Spectrum Analyzer with Spatial Integration
in Case of Acoustic Beam Divergence**

The functioning of homodyne acousto-optic spectrum analyzer with acoustic wave divergence taken into consideration is observed. It is shown that divergence leads to sufficient irregularity of acoustical pressure and farther to the frequency resolution degradation.

Homodyne Acousto-Optic Spectrum Analyzer, Acoustic Wave Divergence

Статья поступила в редакцию 16 сентября 2016 г.