

## АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГОГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2020 г. А. Р. Гасанов<sup>а,\*</sup>, Р. А. Гасанов<sup>а,\*\*</sup>,  
Р. А. Ахмедов<sup>а,\*\*\*</sup>, Э. А. Агаев<sup>а,\*\*\*\*</sup>

<sup>а</sup> Азербайджанская Национальная академия авиации  
Азербайджан, AZ1045, Баку, просп. Мардакан, 30

\*e-mail: afig.gasanov.51@mail.ru

\*\*e-mail: ruslan-icq@mail.ru

\*\*\*e-mail: rovshan.ahmadov96@list.ru

\*\*\*\*e-mail: elgun84@yahoo.com

Поступила в редакцию 29.10.2019 г.

После доработки 29.10.2019 г.

Принята к публикации 22.11.2019 г.

Рассмотрены особенности акустооптического взаимодействия для случая, когда длительность акустического импульса намного меньше времени пересечения оптического пучка упругим волновым пакетом. Показано, что в этих условиях акустический волновой пакет превращается в сканирующий элемент, который извлекает информацию об энергогеометрических параметрах поперечного сечения лазерного пучка. Изложена последовательность извлечения информации о конфигурации поперечного сечения лазерного пучка и закона распределения плотности потока мощности в нем. Установленные положения и закономерности подтверждены численными расчетами. Результаты численного анализа апробированы экспериментально на макете акустооптического процессора с прямым детектированием. Проведен сравнительный анализ результатов теоретических и экспериментальных исследований в контексте действенности предложенного метода измерения энергогеометрических параметров лазерного излучения.

DOI: 10.31857/S0032816220020111

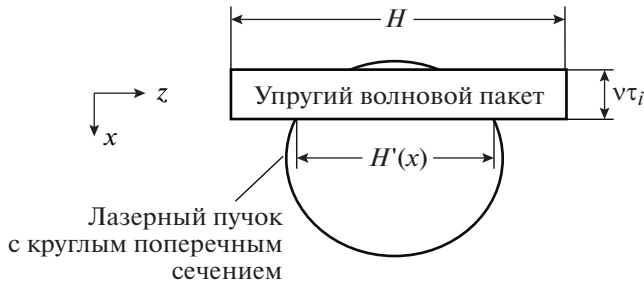
Акустооптические процессоры (а.о.п.) применяются для решения широкого спектра радиотехнических задач. Обработка сигналов во временной области является одним из наиболее приоритетных направлений [1–4]. Именно такая задача решается при построении радиолокационных симуляторов [5, 6]. В а.о.п. эффективная обработка сигналов во временной области обусловлена низкой скоростью распространения упругой волны в фотоупругой среде (ф.у.с.). Скорость распространения упругой волны также предопределяет характер и параметры акустооптического взаимодействия. Конструктивно а.о.п. реализуется на основе акустооптического модулятора (а.о.м.), который состоит из ф.у.с. и прикрепленного к ее торцу электроакустического преобразователя (э.а.п.).

Электрический сигнал с частотой в диапазоне от десятков мегагерц до единиц гигагерц подводится к э.а.п., который возбуждает в ф.у.с. упругую волну с размерами поперечного сечения, равными длине и ширине э.а.п. соответственно. При падении лазерного пучка в апертуру ф.у.с. (в данном случае под углом Брэгга) наблюдается фото-

упругий эффект, т.е. часть света отклоняется. Пространственное положение и интенсивность отклоненного луча определяются параметрами подведенного к э.а.п. радиочастотного электрического сигнала. Отклоненный световой пучок регистрируется фотоприемником.

Временные и частотные характеристики а.о.п. с прямым детектированием достаточно подробно исследованы в работе [7], в которой проведен ряд теоретических исследований, а полученные результаты апробированы путем численного анализа и подтверждены экспериментальными исследованиями.

Полученные в [7] результаты, сформулированные утверждения и выводы действительны для случая, когда длительность входного импульса  $\tau_i$  больше времени пересечения оптического пучка акустической волной, т.е.  $\tau_0 = d/v$ , где  $d$  — диаметр лазерного пучка,  $v$  — скорость распространения акустической волны в ф.у.с., которая примерно в  $10^5$  раз меньше скорости распространения электромагнитной волны.



**Рис. 1.** Геометрия акустооптического взаимодействия в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного пучка с круглым поперечным сечением.

Вместе с тем исследования показали, что в случае  $\tau_i < \tau_0$  на выходе а.о.п. также формируется некоторый отклик, который обладает свойствами, пригодными для решения ряда других задач [8].

Целью данной работы являются вывод расчетных соотношений для оценки параметров реакции а.о.п. на входное прямоугольное воздействие с длительностью  $\tau_i < d/v$  и разработка методических основ использования этих соотношений для измерения энергогеометрических параметров лазерного пучка.

На рис. 1 приведено сечение акустооптического взаимодействия упругого волнового пакета длительностью  $\tau_i$  и шириной  $H$  с оптическим пучком диаметром  $d$  в плоскости  $xOz$ .

В соответствии с рис. 1 длина линии взаимодействия фронта упругого волнового пакета с лазерным пучком в плоскости  $xOz$  является функцией координаты  $x$  и определяется уравнением

$$H'(x) = 2[d(x - x_0) - (x - x_0)^2]^{0.5} \quad (1)$$

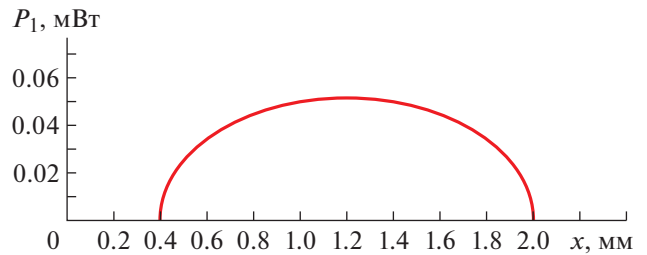
при  $x_0 \leq x \leq x_0 + d$ ,

где  $x$  – текущая координата,  $x_0$  – расстояние от э.а.п. до точки акустооптического взаимодействия.

Примем, что длительность упругого волнового пакета отвечает требованию  $\tau_i \ll \tau_0$ . В этих условиях определяемая выражением

$$S_1(x) = v\tau_i H'(x) \quad (2)$$

площадь сечения акустооптического взаимодействия в плоскости  $xOz$ , являясь функцией координаты  $x$ , будет намного меньше площади поперечного сечения оптического пучка, так как  $d \gg v\tau_i$  (рис. 1). Вместе с тем длительность взаимодействия будет определяться временем пересечения лазерного пучка акустическим волновым пакетом. Поэтому длительность импульса на выходе а.о.п. будет равна  $d/v = \tau_0$ , что намного больше длительности упругого волнового пакета. При этом длительности времени нарастания и спада



**Рис. 2.** График распределения мощности в круглом поперечном сечении лазерного пучка.

импульса на выходе а.о.п. будут равными длительности упругого волнового пакета.

Мощность отклоненного светового пучка с равномерным распределением интенсивности в пределах площади его поперечного сечения  $S_1(x)$  определяется выражением:

$$P_1(x) = S_1(x)I_1 = S_1(x)I_0\eta = S_1(x)\eta P_0/S_0, \quad (3)$$

где  $I_0$  и  $I_1$  – интенсивности падающего и отклоненного световых пучков,  $\eta$  – дифракционная эффективность,  $S_0$  и  $P_0 = S_0I_0$  – соответственно площадь поперечного сечения и мощность падающего в апертуру а.о.м. светового пучка.

Дифракционная эффективность а.о.м. при постоянной мощности входного электрического сигнала является постоянной величиной для выбранной конструкции а.о.п. Поэтому изменение мощности отклоненного в первый порядок светового пучка будет обусловлено только площадью  $S_1(x)$ , которая определяется из формулы (3) следующим образом:

$$S_1(x) = P_1(x)/(\eta P_0/S_0). \quad (4)$$

Формула (4) позволяет заключить, что по измеренной зависимости  $P_1(x)$  можно определить конфигурации поперечного сечения отклоненного светового пучка, которая почти не отличается от конфигурации поперечного сечения падающего в апертуру а.о.м. лазерного пучка. При этом, чем меньше длительность входного импульса, тем точнее результаты измерения. В этом случае акустический волновой пакет превращается в сканирующую линию, которая, перемещаясь по оси  $x$ , извлекает информацию о конфигурации поперечного сечения лазерного пучка.

**Численный анализ 1.** Рассмотрим взаимодействие лазерного пучка с акустическим волновым пакетом при  $d = 1.6$  мм,  $P_0 = 3$  мВт,  $v = 3.6$  км/с (ТФ-7),  $\tau_i = 0.2$  мкс,  $x_0 = 0.4$  мм,  $\eta = 0.3$ .

Построенный по формуле (3) график функции распределения мощности в поперечном сечении лазерного излучения  $P_1(x)$  приведен на рис. 2.

Так как плотность потока мощности равномерно распределена в поперечном сечении лазер-

ного пучка, то форма кривой на рис. 2 с точностью до постоянного множителя воспроизводит конфигурацию его поперечного сечения (в данном случае круглого).

Генерация лазерного пучка с равномерным распределением плотности потока мощности практически невозможна. Как правило, теоретические методы определения закона распределения плотности потока мощности не отличаются высокой точностью. Поэтому для решения указанной проблемы разрабатываются различные экспериментальные методы и приборы для их реализации [9].

Вышеприведенную интерпретацию акустооптического взаимодействия можно использовать для экспериментального определения закона распределения плотности потока мощности в поперечном сечении лазерного пучка. Для этого с помощью соответствующего отверстия формируется лазерный пучок с постоянной шириной, т.е. с неизменным размером по оси  $x$  (рис. 3).

В этих условиях соотношение (3) приобретает следующую форму:

$$P_1(x) = S_1 \eta P_0 f(x) / S_0, \quad (5)$$

где  $f(x)$  – функция распределения плотности потока мощности в поперечном сечении лазерного пучка.

В этом случае изменение мощности отклоненного в первый порядок светового пучка будет обусловлено только  $f(x)$ , которая определяется из формулы (5) следующим образом:

$$f(x) = P_1(x) S_0 / S_1 \eta P_0. \quad (6)$$

В соответствии с формулой (6), по измеренной зависимости  $P_1(x)$  можно определить закон распределения плотности потока мощности в поперечном сечении лазерного пучка.

**Численный анализ 2.** Рассмотрим взаимодействие лазерного пучка с нормальным (гауссовым) распределением с акустическим волновым пакетом при  $H' = 1.6$  мм,  $P_0 = 3$  мВт,  $v = 3.6$  км/с,  $\tau_i = 0.2$  мкс,  $x_0 = 0.4$  мм,  $\eta = 0.3$ .

Гауссово распределение адаптируется к рассматриваемой ситуации следующим образом:

$$f(x) = \exp \left[ \frac{-(x - x_0 - 0.5H')^2}{2(0.5H')^2} \right] \quad (7)$$

при  $x_0 \leq x \leq x_0 + H'$ .

Построенный по формуле (5) график функции распределения мощности в поперечном сечении лазерного излучения  $P_1(x)$  приведен на рис. 4.

График на рис. 4 однозначно соответствует формуле (7).

**Экспериментальные апробации.** Схема макета для экспериментальных исследований приведена

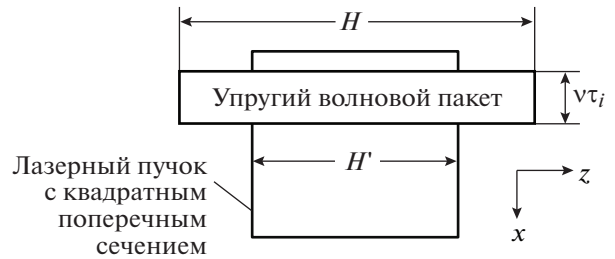


Рис. 3. Геометрия акустооптического взаимодействия в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного пучка с квадратным поперечным сечением.

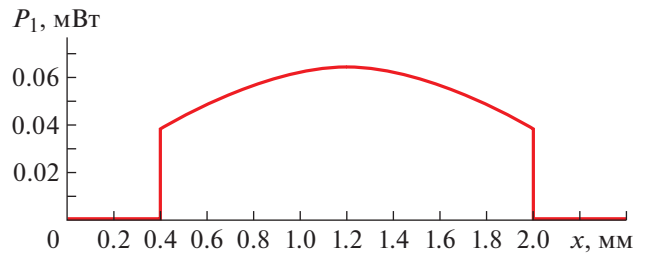


Рис. 4. График распределения мощности в квадратном поперечном сечении лазерного излучения.

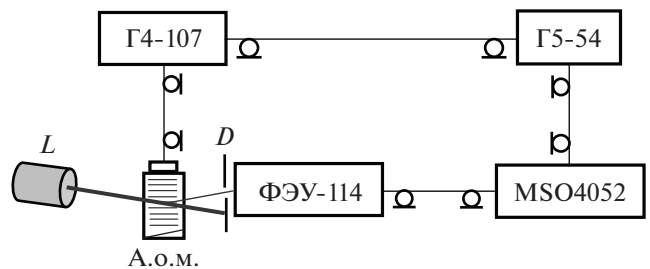


Рис. 5. Схема макета для экспериментальных исследований.

на рис. 5. Там же показана применявшаяся измерительная аппаратура. Здесь в качестве источника света используется полупроводниковый лазер  $L$ . Лазерный пучок падает в апертуру а.о.м. под углом Брэгга.

Сформированный в генераторе импульсов Г5-54 прямоугольный импульс с необходимыми параметрами модулирует колебание высокочастотного генератора Г4-107 (работает в режиме внешней импульсной модуляции) и синхронизирует осциллограф MSO4052. Частота колебания генератора Г4-107 выбирается равной центральной частоте а.о.м., что в наших экспериментах составляет 80 МГц. Отклоненный свет проходит через отверстие в диафрагме  $D$  и детектируется ФЭУ-114.

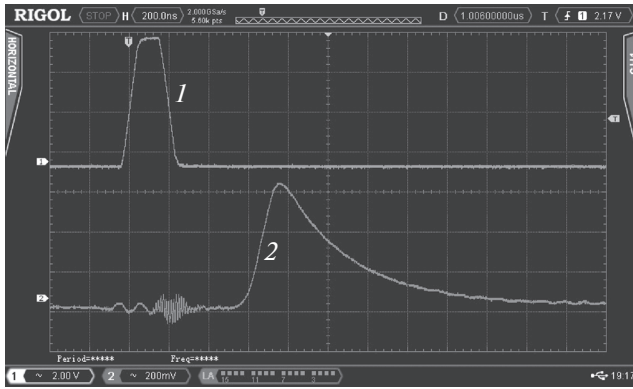


Рис. 6. Осциллограммы импульсов на входе (1) и на выходе (2) а.о.п. с параметрами  $v = 3600$  м/с,  $d = 1.6$  мм,  $\tau = 0.7$  мкс.

Осциллограммы напряжений на входе и на выходе а.о.п. с параметрами  $v = 3600$  м/с,  $d = 1.6$  мм,  $\tau = 0.7$  мкс приведены на рис. 6. Длительность входного импульса (определяется по осциллограмме на уровне 0.5 от максимального значения) равна  $\tau_i \approx 0.2$  мкс. Время нарастания, в течение которого напряжение на выходе изменяется от 0.1 до 0.9 своего максимального значения, равно примерно 200 нс, что равно длительности входного импульса и полностью совпадает с приведенным выше утверждением. Длительность выходного импульса равна 0.44 мкс, что также соответствует установленному выше положению.

Была снята зависимость длительности выходного импульса  $\tau_{\text{ВЫХ}}$  от длительности входного импульса  $\tau_{\text{ВХ}}$ , график которой изображен на рис. 7.

Из экспериментального графика на рис. 7 очевидны следующие особенности формирования выходного импульса: 1) если длительность входного импульса меньше времени пересечения оптического пучка акустическим волновым пакетом (в данном случае она составляет примерно 0.4 мкс), то длительность выходного импульса определяется величиной  $d/v$  и не зависит от длительности входного импульса; 2) если длительность входного импульса больше времени пересечения оптического пучка акустическим волновым пакетом, то длительность выходного импульса равна длительности входного импульса.

Экспериментальные данные однозначно совпадают с результатами численного анализа.

**Выводы.** В известных применениях а.о.п. используется для обработки сигнала, который подается на его электрический вход. При этом параметры оптической волны считаются априори известными. Очевидно, что такой подход оставляет в тени возможные отклонения параметров лазера от принятых норм.

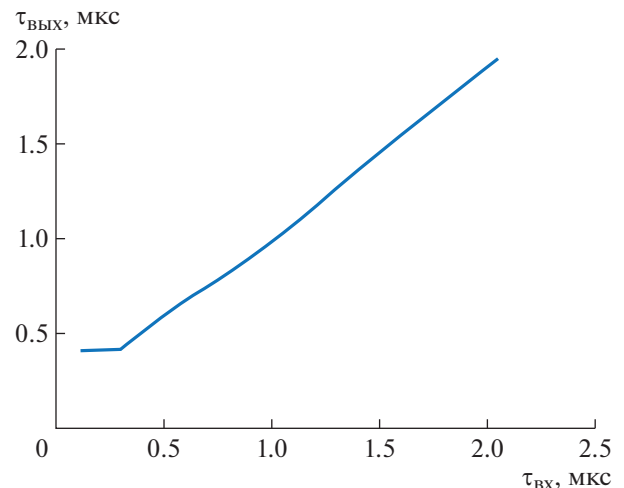


Рис. 7. График экспериментальной зависимости  $\tau_{\text{ВЫХ}}(\tau_{\text{ВХ}})$ .

Описанный выше метод решает диаметрально противоположную задачу. Входной импульс с малой длительностью используется как сканирующий элемент (линия) и используется для считывания информации об энергогеометрических характеристиках лазерного пучка.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shakin O.V., Nefedov V.G., Churkin P.A.* // Conference "Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems". St Petersburg State University of Aerospace Instrumentation. St Petersburg, Russia. November 26–30, 2018. P. 340.
2. *Yushkov K.B., Molchanov V.Ya., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V.* // Phys. Rev. 2017. V. 96. Issue 4. № 043866. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.96.043866>
3. *Schubert O., Eisele M., Crozatier V., Forget N., Kaplan D., Huber R.* // Optics Lett. 2013. V. 38. P. 2907. <https://doi.org/10.1364/OL.38.002907>
4. *Chandezon J., Rampnoux J.-M., Dilhaire S., Audoin B., Guillet Y.* // Optics Express. 2015. V. 23. P. 27011. <https://doi.org/10.1364/OE.23.027011>
5. *Okon-Fafara M., Kawalec A.M., Witczak A.* // Proc. SPIE. 2019. V. 11055. <https://doi.org/10.1117/12.2525032>
6. *Diewald A.R., Steins M., Müller S.* // Advances in Radio Science. 2018. V. 16. P. 203. <https://doi.org/10.5194/ars-16-203-2018>
7. *Гасанов А.Р., Гасанов Р.А., Ахмедов Р.А., Агаев Э.А.* // Измер. техника. 2019. № 9. С. 46. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2019-9-46-52>
8. *Гасанов А.Р., Гасанов Р.А.* // ПТЭ. 2018. № 3. С. 54. <https://doi.org/10.7868/S0032816218030114>
9. *Zotov K.V., Bazarov T.O., Fedorov V.V., Savichev I.A., Korolkov A.E., Mukhankov D.M., Konyashkin A.V., Ryabushkin O.A.* // Proc. SPIE. Optical Sensors. 2019. 110282C. <https://doi.org/10.1117/12.2521562>