

УДК 681.586'3

М. А. УРАКСЕЕВ, К. В. ВАЖДАЕВ

## МОДЕЛИРОВАНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЛИНЕЙНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Рассмотрено моделирование акустооптических преобразователей линейных перемещений и принципы повышения чувствительности и быстродействия этих преобразователей. *Акустооптический преобразователь; преобразователи перемещения; чувствительность; быстродействие*

В технике в настоящее время используется множество преобразователей линейных перемещений, основанных на различных физических эффектах. Однако они не в полной мере отвечают возросшему комплексу требований к преобразователям перемещений в отношении простоты, надежности, точности и т. д.

В то же время в зарубежной и отечественной практике все шире используются преобразователи, основанные на акустооптическом эффекте. Это объясняется тем, что акустооптические преобразователи достаточно просты в изготовлении, обладают возможностью значительного удаления вторичной аппаратуры от места измерений, универсальностью, отсутствием механического контакта с исследуемой поверхностью, высокой точностью и т. д.

### 1. БАЗОВАЯ СХЕМА АКУСТООПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЛИНЕЙНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Базовая структурная схема акустооптического преобразователя линейных перемещений (АОПЛП) приведена на рис. 1.

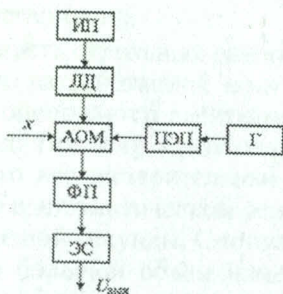


Рис. 1. Структурная схема АОПЛП

Лазерный диод ЛД питается от источника питания ИП. Создаваемое ЛД когерентное монохроматическое излучение в виде волны с заданными параметрами (частотой и длиной

волны) поступает на акустооптический модулятор АОМ. Пьезоэлектрический преобразователь ПЭП, питаемый генератором высокой частоты Г, создает в АОМ акустический сигнал в виде УЗ-волны.

При прохождении через одну и ту же среду световые и звуковые волны взаимодействуют друг с другом. Свет рассеивается на звуковой волне, как на дифракционной решетке, так что звуковую волну можно считать движущейся дифракционной решеткой. Физика этого явления такова. Распространяющаяся в упругой среде бегущая акустическая волна создает периодическое пространственно-временное распределение давления. Изменению давления во времени и пространстве соответствует пространственно-временное изменение плотности и, следовательно, коэффициента преломления среды. Падающая на такую среду световая волна рассеивается на вариациях коэффициента преломления, в результате чего образуется дифракционное световое поле. Отклонение оптического пучка почти линейно зависит от частоты акустической волны, из чего следует, что световая картина, формируемая отклоненным лучом, соответствует фурье-образу модуляции акустической волны. Взаимодействие такого типа делает возможным широкий круг обработки сигналов. Это явление широко используется при изучении оптических и упругих свойств различных материалов и может быть использовано для определения положения в пространстве подвижных объектов систем [1–5].

### 2. ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ

Учитывая, что в АОПЛП широко используется немодулированная ультразвуково-

вая волна [1, 4], остановимся подробнее на этом вопросе.

Рассмотрим задачу о распространении световой волны в изотропной среде в виде плоскопараллельной прозрачной пластины АОМ (рис. 2 и 3), размер которой вдоль оси  $Oy$ , перпендикулярной плоскости чертежа,  $b \gg \lambda$ , где  $b$  — толщина АОМ,  $\lambda$  — длина волны света, по которой перемещается гармоническая акустическая волна частотой  $\Omega$  со скоростью  $V$  вдоль оси  $Ox$  [6–8]. Она возбуждается на входном торце акустооптического модулятора и проходит некоторое расстояние  $x$  до пересечения оси светового пучка, претерпевая при этом задержку во времени.

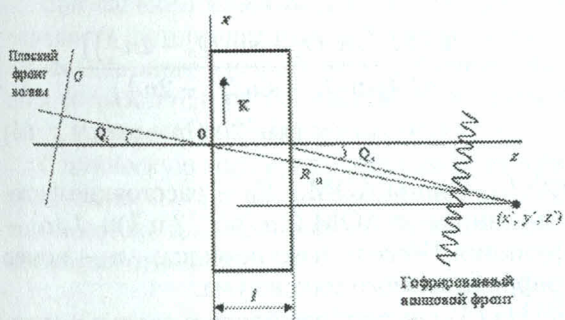


Рис. 2. Геометрия акустооптического взаимодействия в режиме Рамана–Ната

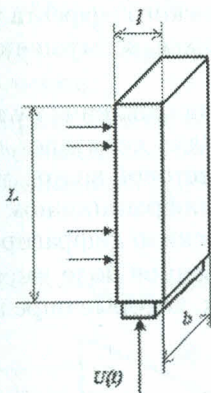


Рис. 3. Акустооптический модулятор

Будем считать, что частоты рассматриваемых акустических волн достаточно велики, так что длина волны мала по сравнению с поперечным сечением акустического столба. В этом случае акустическая волна ведет себя точно так же, как и когерентная оптическая волна, распространяющаяся в свободном пространстве (а не в световоде), и к ней применимы известные из оптики понятия дифракции, фокусировки и т. д. [9]. Предположим также, что затухание звука вдоль звукопровода АОМ не происходит в силу его небольшой длины.

Для того чтобы акустическая волна в звукопроводе акустооптического устройства была бегущей, т. е. не происходило нежелательного отражения, к акустооптической среде должен примыкать поглотитель энергии этой волны.

Будем полагать, что взаимодействующие волны в объеме звукопровода АОМ, света и звука являются плоскими. Следует отметить, что, конечно, понятие плоских волн является не более чем физической абстракцией. Приборы имеют дело с ограниченными в пространстве световыми и звуковыми волнами, и именно эти реально существующие взаимодействия определяют их параметры.

При дифракции Рамана–Ната будем считать, что световой луч проходит через область взаимодействия прямолинейно. Пренебрежение искривлением луча внутри области взаимодействия эквивалентно предположению о чисто фазовой модуляции света при его взаимодействии с упругой волной.

**Оптические требования.** Падающий световой луч должен быть когерентным как во времени, так и в пространстве. При отсутствии временной когерентности вместо любого монохроматического луча дифрагированного света появилось бы множество лучей с длиной волны одной из множества излучаемых источником света спектральных линий. При отсутствии пространственной когерентности дифракционная картина, получающаяся для пространственно когерентного света, была бы заменена множеством перекрывающихся дифракционных картин.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В АКУСТООПТИЧЕСКОМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕ В РЕЖИМЕ ДИФРАКЦИИ РАМАНА–НАТА

УЗ-волна в соответствии с уругооптическим эффектом модулирует показатель преломления материала АОМ и в зоне пересечения световой волны представляет собой бегущую фазовую дифракционную решетку.

Эта волна создает вариации коэффициента преломления среды по закону бегущей волны [10]

$$n(x, t) = n_1 + \Delta n \cos(\Omega t - Kx), \quad (1)$$

где  $n_1$  — невозмущенное значение коэффициента преломления среды;  $\Delta n$  — наибольшее отклонение показателя преломления от первоначального значения  $n_1$ ;  $K = \Omega/V = 2\pi/\Lambda$  — волновое число акустической волны;  $\Lambda$  — длина акустической волны. Для однородной плоской акустической волны величина  $\Delta n$  является константой. В случае

неоднородной акустической волны (например, при дифракции света на поверхностной акустической волне)  $\Delta n$  является меняющейся функцией [6].

В режиме дифракции Рамана–Ната акустооптическое взаимодействие сводится к чисто фазовой модуляции падающей монохроматической световой волны от источника светового излучения [7]. Поэтому если на ультразвуковую волну, которая распространяется в прозрачной среде (АОМ), падает плоская световая волна, то, пройдя толщину акустического столба, фронт световой волны станет «гофрированным» (см. рис. 2). Дифракционная картина в режиме Рамана–Ната изображена на рис. 4.

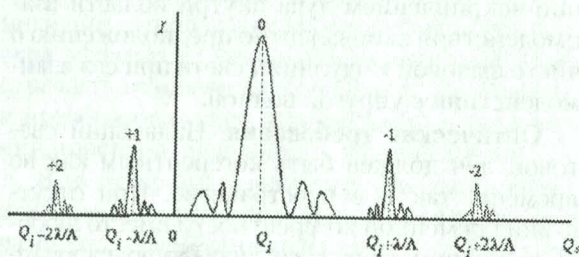


Рис. 4. Дифракционная картина в режиме Рамана–Ната

Пусть на АОМ под углом  $Q_i$  к оси  $Oz$  падает плоская световая волна

$$\vec{E}_{\text{пад}} = \vec{e}_y E_0 \times \exp[+i\sigma(x \sin Q_i - z \cos Q_i)], \quad (2)$$

где  $\sigma = 2\pi/\lambda = \omega/C$  — волновое число света в вакууме;  $\omega$  — угловая частота света;  $\vec{e}_y$  — орт поляризации;  $E_0$  — амплитуда нормально падающей световой волны. Учитывая сказанное ранее, что согласно концепции Рамана–Ната свет при прохождении через ультразвуковую волну испытывает лишь фазовую задержку, запишем световое поле после акустического пучка в плоскости  $z = l$  (т. е. внутри АОМ), где  $l$  — ширина АОМ, используя выражения (1) и (2):

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{пр}} &= \vec{e}_y E_0 \exp(+i\sigma[x \sin Q_i - n(x, t)l]) = \\ &= \vec{e}_y E_0 \exp(i\sigma x \sin Q_i - i\sigma n_1 l - \\ &\quad - i\sigma l \Delta n \cos(\Omega t - Kx)) = \\ &= \vec{e}_y E_0 \exp(i\sigma x \sin Q_i - i\sigma n_1 l - \\ &\quad - i\alpha \cos(\Omega t - Kx)), \quad (z = l), \quad (3) \end{aligned}$$

где  $\alpha = \sigma \Delta n l$  — индекс фазовой модуляции.

По известному полю в плоскости  $z = l$  определяется световое поле в удаленных точках  $z \gg l$

$$\vec{E}_{\text{диф}} = \vec{e}_y E_0 \frac{b}{\lambda R_0} \times \int_{-L}^{+L} E_{\text{пр}} \exp(-i\sigma x \sin Q_s) dx. \quad (4)$$

После некоторых преобразований (4) для  $\vec{E}_{\text{диф}}$  примет вид

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{диф}} &= \vec{e}_y \frac{E_0 b L}{\lambda R_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n J_n(\alpha) \times \\ &\times \frac{\sin(\sigma L(\sin Q_i - \sin Q_s - 2n\frac{\lambda}{\Lambda}))}{\sigma L(\sin Q_i - \sin Q_s - 2n\frac{\lambda}{\Lambda})} \times \\ &\times \exp(2in\Omega t - i\sigma n_1 l), \quad (5) \end{aligned}$$

где  $L$  — длина АОМ;  $R_0$  — расстояние фотоприемника от АОМ (см. рис. 2 и 3);  $J_n(\alpha)$  — функция Бесселя  $n$ -го порядка;  $n$  — номер дифракционного максимума.

Из (5) следует, что частота света в  $n$ -м дифракционном порядке  $\omega_n = \omega + n\Omega$ , т. е. называется смещенной относительно частоты падающего света. Физически это есть проявление доплеровского эффекта рассеяния света на движущихся возмущениях показателя преломления.

Поскольку направление нулевого дифракционного порядка совпадает с направлением падающей световой волны, можно считать, что в нулевом дифракционном порядке собирается фактически недифрагированный свет.

Дифрагированное поле имеет максимумы в направлениях, которые определяются соотношением

$$\sin Q_s = \sin Q_i - 2n \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (6)$$

С учетом формул (5) и (6) световое поле в максимуме первого порядка, при котором  $n = 1$ , после несложных преобразований будет иметь вид

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \vec{e}_y \frac{E_0 b L}{\lambda R_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n J_n(\alpha) \times \\ &\times \frac{\sin(\sigma L(\sin Q_i - \sin Q_s - 2n\frac{\lambda}{\Lambda}))}{\sigma L(\sin Q_i - \sin Q_s - 2n\frac{\lambda}{\Lambda})} \times \\ &\times \exp(2in\Omega t - i\sigma n_1 l) = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \vec{e}_y \frac{E_0 b L}{\lambda R_0} J_1(\alpha) \times \\
 &\times \frac{\sin(\sigma L (\sin Q_i - \sin Q_s - 2\frac{\lambda}{\Lambda}))}{\sigma L (\sin Q_i - \sin Q_s - 2\frac{\lambda}{\Lambda})} \times \\
 &\times \exp(2i\Omega t - i\sigma n_1 l) \approx \\
 &\approx \frac{E_0 b L}{\lambda R_0} J_1(\alpha) \exp(2i\Omega t - i\sigma n_1 l). \quad (7)
 \end{aligned}$$

Фотоприемник, расположенный в зоне первого дифракционного максимума, реагирует на интенсивность падающего на фоточувствительную поверхность оптического сигнала.

При падении на фоточувствительную поверхность фотоприемника оптического излучения полезного сигнала оно частично теряется (отражается, рассеивается), а оставшаяся часть поглощается этой поверхностью.

Статическую интегральную токовую чувствительность при монохроматическом световом потоке или мощности излучения определяют из отношения [11]

$$S_{i_\Phi} = i_\Phi / \Phi \quad (8)$$

или

$$S_{i_p} = i_\Phi / P_0, \quad (9)$$

где  $i_\Phi$  — фототок;  $\Phi$  — световой поток;  $P_0$  — мощность излучения.

На рис. 5 представлена принципиальная схема фотоприемника, состоящая из фотодиода ФД и операционного усилителя ОУ.

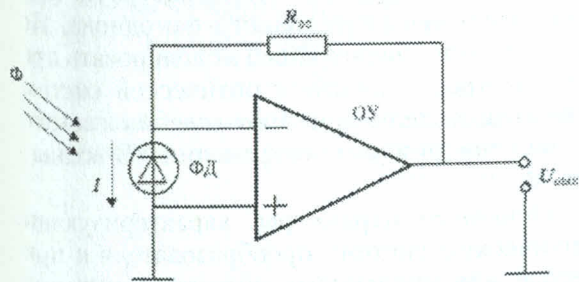


Рис. 5. Принципиальная схема фотоприемника

Фотодиод ФД действует как генератор тока, а операционный усилитель ОУ служит преобразователем этого тока в напряжение [12].

Напряжение на выходе  $U_{\text{вых}}$  операционного усилителя равно произведению тока, действующего в цепи обратной связи, на сопротивление обратной связи  $R_{\text{oc}}$ .

Если коэффициент усиления  $K_{\text{yc}}$  при разомкнутой петле намного больше единицы, то ток обратной связи становится равным фототоку  $i_\Phi$ . В этом случае напряжение на выходе усилителя

$$U_{\text{вых}} = i_\Phi R_{\text{oc}}. \quad (10)$$

Используя выражения (8) и (10), определим напряжение на выходе фотоприемника

$$U_{\text{вых}} = S_{i_\Phi} \Phi R_{\text{oc}}. \quad (11)$$

Поток световой энергии через некоторую поверхность (в нашем случае через светочувствительную поверхность фотоприемника-фотодиода)  $\Phi$  численно равен энергии, переносимой световыми волнами, исходящими от источника излучения сквозь эту поверхность за единицу времени

$$\Phi = \frac{dW}{dt} = \int_0^S (\vec{P}_{\text{пойнт}} \vec{m}) dS, \quad (12)$$

где  $\vec{P}_{\text{пойнт}}$  — вектор Пойнтинга (мгновенная плотность потока энергии);  $\vec{m}$  — единичный вектор, нормальный к элементу поверхности  $dS$ .

Интенсивность светового потока прямо пропорциональна изменению светового потока и обратно пропорциональна площади фоточувствительной поверхности

$$|I| = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}. \quad (13)$$

Но так как в данном случае  $\Delta S$  мала, примем ее за единицу. При этом интенсивность будет определяться значением светового потока энергии  $\Delta\Phi$ .

Количество энергии, переносимой через единицу поверхности, перпендикулярной к направлению распространения энергии, за единицу времени, определяется вектором Пойнтинга, который можно выразить через напряженности электрического и магнитного полей и который в данном случае численно равен интенсивности светового потока

$$\begin{aligned}
 I &= |\vec{P}_{\text{пойнт}}| = [\vec{E}\vec{H}] = \\
 &= |\vec{E}| |\vec{H}| = EH, \quad (14)
 \end{aligned}$$

где  $\vec{E}$  — напряженность электрического поля;  $\vec{H}$  — напряженность магнитного поля. Используя уравнения Максвелла, имеем связь

между напряженностями электрического и магнитного полей

$$\sqrt{\varepsilon_0}E = \sqrt{\mu_0}H, \quad (15)$$

где  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная;  $\mu_0$  — магнитная постоянная. Используя зависимость  $C = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$  для электродинамической постоянной, равной скорости света в вакууме, и зависимость (15), найдем напряженность магнитного поля

$$H = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}E = \varepsilon_0CE. \quad (16)$$

Таким образом, используя выражения (5), (14) и (16), получим формулу для интенсивности светового потока

$$\begin{aligned} I &= \left| \vec{P}_{\text{пойнт}} \right| = \varepsilon_0CE^2 = \\ &= \varepsilon_0C \left( \vec{e}_y \frac{E_0bL}{\lambda R_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n J_n(\alpha) \times \right. \\ &\quad \times \frac{\sin(\sigma L (\sin Q_i - \sin Q_s - 2n \frac{\lambda}{\Lambda}))}{\sigma L (\sin Q_i - \sin Q_s - 2n \frac{\lambda}{\Lambda})} \times \\ &\quad \left. \times \exp(2in\Omega t - i\sigma n_1 l) \right)^2. \quad (17) \end{aligned}$$

Из (17) можно сделать вывод, что максимальное значение интенсивности света в  $n$ -м дифракционном порядке пропорционально квадрату функции Бесселя. Максимумы интенсивности света в дифракционных порядках убывают с ростом  $n$  в соответствии со свойствами функции Бесселя. Изменение частоты акустической волны влечет за собой изменение угловых расстояний между дифракционными порядками и сдвиг частоты света в порядках.

Как упоминалось выше, фотоприемник расположен в зоне первого дифракционного максимума. Выбор расположения фотоприемника сделан на основании того, что максимумы интенсивности света в дифракционных порядках убывают с увеличением номера порядка (см. рис. 4) и не представляют интереса для рассмотрения. Добавочные дифракционные порядки световой волны (порядки высших гармоник) могут быть устранены установкой перед фотоприемником щели.

Таким образом, интенсивность первого порядка в нашем случае

$$\begin{aligned} I_1 &= \left| \vec{P}_{\text{пойнт}} \right| = \varepsilon_0CE_1^2 = \\ &= \varepsilon_0C \left| \frac{E_0bL}{\lambda R_0} J_1(\alpha) \exp(2i\Omega t - i\sigma n_1 l) \right|^2. \quad (18) \end{aligned}$$

С учетом этого напряжение на выходе фотоприемника запишется как

$$\begin{aligned} U_{\text{вых}} &= S_{i\phi} \Phi R_{\text{ос}} = S_{i\phi} I_1 R_{\text{ос}} = \\ &= S_{i\phi} \varepsilon_0 C \times \\ &\times \left| \frac{E_0bL}{\lambda R_0} J_1(\alpha) \exp(2i\Omega t - i\sigma n_1 l) \right|^2 R_{\text{ос}}. \quad (19) \end{aligned}$$

Полученное выражение представляет собой математическую модель АОПЛП при распространении немодулированной УЗ-волны в АОМ — зависимость выходного напряжения преобразователя от параметров АОМ и оптической системы АОПЛП.

Из уравнения (19) следует:

1) наибольшее влияние на напряжение на выходе АОПЛП оказывают параметры  $b, l$  области взаимодействия оптической и звуковой волн;

2) при заданной силе света напряжение на выходе операционного усилителя зависит также в значительной степени от величины сопротивления обратной связи и чувствительности фотодиода. Вследствие этого при выборе сопротивления обратной связи с небольшим температурным коэффициентом необходимо проводить температурную компенсацию чувствительности фотодиода. Исходя из этого, необходимо моделировать процессы, происходящие в оптической системе преобразователя при прохождении светового излучения и распространении УЗ-волны в АОМ.

Основные параметры, характеризующие оптическую систему преобразователя и принятые для численного моделирования процесса взаимодействия светового потока источника света и ультразвуковой волны, приведены в таблице. В качестве материала АОМ для проведения моделирования применен наиболее часто используемый материал —  $\text{TeO}_2$ , параметры которого включены в таблицу.

На рис. 6 приведены расчетные зависимости интенсивности дифракционного максимума первого порядка, построенные с исполь-

Таблица

Основные параметры, характеризующие оптическую систему АОПЛП

Основные параметры	Значения
Мощность излучателя $P_0$ , Вт	$3 \cdot 10^{-3}$
Площадь пятна света $S_0$ , м <sup>2</sup>	$0,785 \cdot 10^{-6}$
Толщина АОМ $b$ , м	0,011–0,013
Длина АОМ $L$ , м	0,032
Ширина АОМ $l$ , м	0,04
Невозмущенное значение коэффициента преломления среды $n_1$	2,26
Наибольшее отклонение показателя преломления от первоначального значения $\Delta n$	0,07
Скорость акустической волны $V$ , м/с	4200
Длина световой волны $\lambda$ , м	$0,63 \cdot 10^{-6}$
Чувствительность фотоприемника $S_{i\phi}$ , А/Лк	$6 \cdot 10^{-9}$
Электрическая постоянная $\epsilon_0$ , Ф/м	$8,85 \cdot 10^{-12}$
Скорость распространения света в вакууме $C$ , м/с	$3 \cdot 10^8$

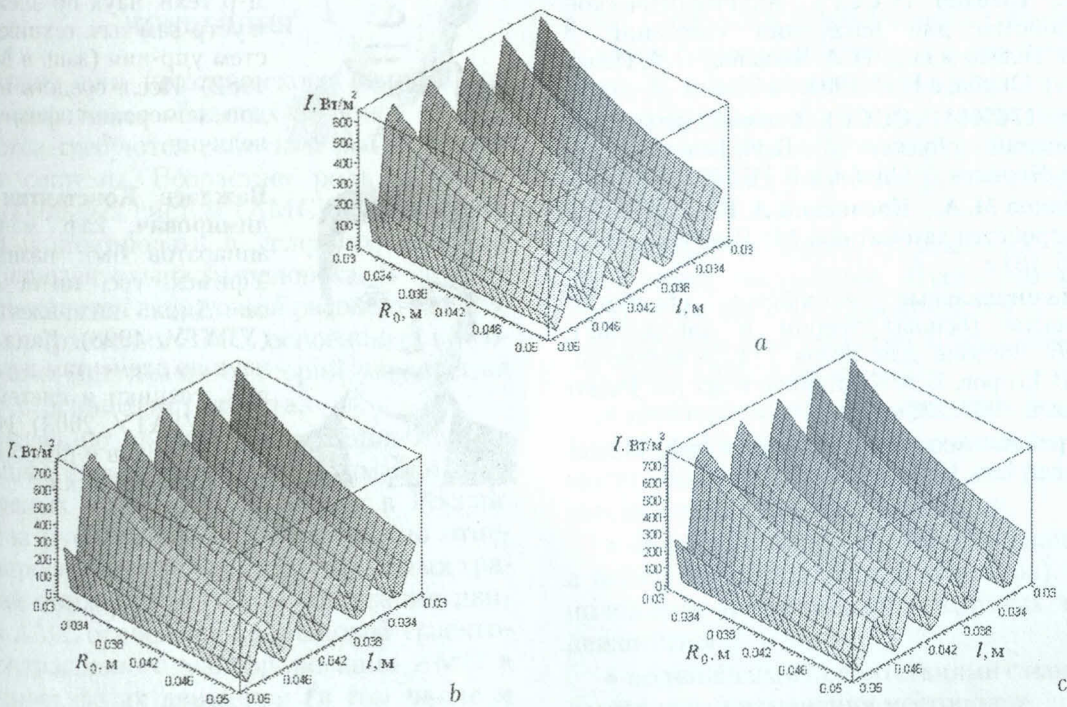


Рис. 6. Расчетная зависимость величины интенсивности дифракционного максимума первого порядка на входе в фотоприемник от величины расстояния  $R_0$  фотоприемника от АОМ и ширины  $l$ :  $b = 0,011$  м (а);  $b = 0,012$  м (б);  $b = 0,013$  м (с)

зованием таблицы и зависимости (18). Расстояние фотоприемника от АОМ изменялось в диапазоне от 0,03 до 0,05 м.

**ВЫВОДЫ**

Из анализа зависимостей, представленных на рис. 6, установлено, что:

1) при увеличении расстояния  $R_0$  расположения фотоприемника от АОМ величина интенсивности дифракционного максимума

первого порядка будет изменяться по гиперболическому закону;

2) величина области взаимодействия световой и звуковой волн  $l$  не влияет на интенсивность в дифракционном максимуме первого порядка. Сокращение размеров  $l$  приводит к образованию дополнительных дифракционных максимумов;

3) с возрастанием геометрического параметра АОМ  $b$  от 0,011 до 0,013 м происхо-

дит увеличение интенсивности в дифракционном максимуме первого порядка от 600 до 800 Вт/м<sup>2</sup>. Это дает возможность использовать фотоприемники с более худшими показателями величины интегральной токовой чувствительности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Полезн. модель РФ 17219.** Акустооптическое устройство для измерения перемещений / М. А. Ураксеев, К. В. Важдаев // Оpubл. Б. И. 2001. № 8.
2. **Ураксеев М. А., Важдаев К. В.** Акустооптические датчики // Датчики и системы. 1999. № 5. С. 45–48.
3. **Ураксеев М. А., Важдаев К. В.** Акустооптические преобразователи: теоретические предпосылки и новые разработки // Датчики и системы. 2000. № 1. С. 35–37.
4. **А. с. 1670406 (СССР).** Акустооптическое устройство для измерения смещений / В. И. Телешевский, Н. А. Яковлев, С. А. Игнатов // Оpubл. в Б. И. 1991. № 30.
5. **А. с. 1765691 (СССР).** Способ измерения смещений объекта / В. И. Телешевский, Н. А. Яковлев // Оpubл. в Б. И. 1992. № 36.
6. **Бабилов М. А., Косинский А. В.** Элементы и устройства автоматики. М.: Высшая школа, 1975. 464 с.
7. **Функциональные устройства обработки сигналов (основы теории и алгоритмы): Учеб. пособие для вузов / С. А. Баруздин, Ю. В. Егоров, Б. А. Калиникос и др. М.: Радио и связь, 1997. 288 с.**
8. **Korpel A.** Acousto-Optics. New-York: Marcel Dekker, Inc., 1997.
9. **Когельник Р., Ли С.** Лазерные пучки и резонаторы // ТИИЭР. 1966. Т. 54, № 10. С. 78–84.
10. **Goutzoulis A. P., Pape D. R. eds.** Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices. New-York: Marcel Dekker, 1994.
11. **Кайдалов С. А.** Фоточувствительные приборы и их применение: Справочник. М.: Радио и связь, 1995. 109 с.
12. **Жилин В. Г.** Волоконно-оптические измерительные преобразователи скорости и давления. М.: Энергоатомиздат, 1987. 111 с.

#### ОБ АВТОРАХ

**Ураксеев Марат Абдулло-вич**, проф. каф. информац.-измерит. техники. Дипл. инж.-электромеханик (Ташкентск. политехн. ин-т, 1963). Д-р техн. наук по элементам и устр-вам выч. техники и систем упр-ния (защ. в МИЭТ, 1982). Иссл. средств и методов измерения физических величин.



**Важдаев Константин Владимирович**, каф. машин и аппаратов быт. назначения Уфимск. гос. ин-та сервиса. Дипл. инж.-электроник (УГАТУ, 1998). Канд. техн. наук по элементам и устр-вам выч. техники и систем упр-ния (УГАТУ, 2003). Иссл. в обл. датчиков и преобразователей информации.

