

621.396(06)
P15

МІНІСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

**Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник**

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 116

Радиотехника
621.396(06)

P 15



848379

НБ ХНУРЕ

2000

Харківський державний технічний
університет радіоелектроніки

2000

Сборник включен в список специальных изданий ВАК Украины по физико-математическим и техническим наукам.

Анализируются возможности передачи энергии микроволновым лучом. Рассматриваются проблемы синтеза антенно-фидерных систем. Изложены результаты исследований в области формирования и обработки радиосигналов. обсуждаются вопросы моделирования инжекционных полупроводниковых лазеров.

Для научных работников, специалистов, преподавателей вузов, аспирантов.

Редакционная коллегия: гл. ред., д-р техн. наук, проф. *А.И. Терещенко*, зам. гл. ред., д-р техн. наук, проф. *В.М. Шокало*, секретарь, канд. техн. наук, доп. *Ж.Ф. Пащенко*, д-р физ.-мат. наук *Б.М. Булгаков*, д-р техн. наук, проф. *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук, проф. *Б.Л. Коцеев*, д-р техн. наук, проф. *Н.И. Кравченко*, д-р физ.-мат. наук, проф. *В.М. Кузьмичев*, акад. НАН Украины *Л.Н. Литвиненко*, д-р техн. наук, проф. *А.А. Молчанов*, д-р физ.-мат. наук, проф. *В.А. Омельченко*, канд. физ.-мат. наук, ст. преп. Пащенко А.Г., д-р техн. наук, проф. *В.В. Поповский*, д-р техн. наук, проф. *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук, проф. *А.И. Стрелков*, д-р физ.-мат. наук, проф. *О.А. Третьяков*, д-р физ.-мат. наук, проф. *Н.А. Хиженяк*, д-р техн. наук, проф. *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф. *С.Н. Шостка*

Ответственный за выпуск д-р техн. наук, проф. *Я.С. Шифрин*.

Рекомендовано Ученым советом Харьковского технического университета радиоэлектроники.

Протокол № 25 от 29.09.2000

Адрес редакционной коллегии: Украина, 61166 Харьков-166, просп. Ленина, 14,

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники (ХТУРЭ), тел. 40-93-97

© Харківський державний
технічний університет
радіоелектроніки, 2000

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 116**

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 116**

Редактор *Серик Л.В.*
Компьютерная верстка *Карпинская Е.Д.*

Підп. до друку 30.09.2000. Формат 60х84/8.
Папір офсетний. Друк офсетний. Умов. друк. арк. 22,6. Обл. вид. арк. 19,6.
Тираж 300 прим.. Зам. № 15/2000. Ціна договірна.

Харківський державний технічний університет радіоелектроніки (ХТУРЭ)
Україна, 61166 Харків, просп. Леніна, 14.
Оригінал-макет збірника підготовлено и надруковано у видавництві "Медицина і..."
Україна, 61183, Харків, вул. Дружби народів, 277, к. 93

НОВЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ КЛАССЫ ОБЪЕКТОВ С УЧЕТОМ ИЗОТРОПНОЙ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ

Поляризация электромагнитного излучения играет значительную роль при изучении многих физических проблем и явлений, в частности, взаимодействия электромагнитного излучения с объектами (средами), например, биологического происхождения, распространения электромагнитного излучения в волноводных структурах и тому подобные задачи. В принципе, перечень возможных применений информационных возможностей поляризации электромагнитного излучения довольно широк и включает в себя самые различные направления прикладных исследований в науке и технике [1-3]. Это связано с тем, что использование поляризации позволяет качественно расширить объем информации, получаемой об исследуемом объекте. Учет поляризации очень важен, но сложен, так как линейное взаимодействие электромагнитного излучения с объектом описывается матрицей Мюллера (матрицей рассеяния) размером 4×4 с вещественными элементами.

Наиболее разработанным в поляриметрии классом объектов, является класс детерминированных объектов. Детерминированными называются объекты, не вносящие случайных изменений в амплитуду и фазу рассеянного излучения для любого состояния зондирующего излучения. В то же время поляризационные классы, учитывающие деполяризацию излучения после его взаимодействия с объектом, изучены в гораздо меньшей степени. Этот факт ограничивает область возможного применения поляризационных методов.

В настоящей статье мы построим на основе совместного рассмотрения таких характеристик излучения, как степень поляризации P и квадрат интенсивности деполяризованной компоненты R , ряд новых поляризационных классов объектов: недеполяризующие и изотропно деполяризующие. Мы построим аналитические критерии вхождения объектов в эти поляризационные классы и их обобщенные матрицы Мюллера. Покажем отличия в формировании обобщенных матриц Мюллера для детерминированного и недеполяризующего классов объектов.

Наиболее полно электромагнитное излучение описывается четырехкомпонентным вектором Стокса [1] все компоненты которого имеют размерность интенсивности

$$S = (I, Q, U, V)^T, \quad (1)$$

где ^{T} – обозначает транспонирование.

Компоненты вектора Стокса количественно характеризуют преобладание той или иной (линейной, с азимутами 0 и 90° и $\pm 45^\circ$ и правой и левой круговой) поляризации в составе излучения.

Степень поляризации излучения находим следующим образом:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \quad (2)$$

Как можно видеть, это величина, характеризующая отношение интенсивности полностью поляризованной компоненты к полной интенсивности излучения. Степень поляризации не может быть выше 1, как следует из формулы (2). Полностью поляризованное излучение ($P = 1$) в самом общем случае описывается вектором Стокса вида

$$S = (1, \cos(2 \cdot \theta) \cdot \cos(2 \cdot \varepsilon), \sin(2 \cdot \theta) \cdot \cos(2 \cdot \varepsilon), \sin(2 \cdot \varepsilon))^T, \quad (3)$$

где параметры θ, ε – описывают соответственно угол ориентации (азимут) и эллиптичность эллипса поляризации излучения.

Исторически сложилось так, что степень поляризации электромагнитного излучения после его взаимодействия с объектом является фактически единственной величиной, которая используется в поляриметрии для характеристики деполяризующих свойств объекта. В некоторых случаях это дает адекватное представление о свойствах исследуемого объекта, а в ряде случаев – нет. Например, в статье [4] указывалось на довольно специфическое поведение этой характеристики в случаях зондирования детерминированного объекта частично поляризованным излучением.

Но наряду с этим деполяризации излучения можно характеризовать следующей величиной:

$$R = I^2 - Q^2 - U^2 - V^2. \quad (4)$$

Эта величина является квадратом интенсивности деполяризованной компоненты излучения. Она получила название степени разупорядоченности (в англоязычной литературе — randomness).

Существует довольно простая связь между интенсивностью I , степенью поляризации p и величиной квадрата интенсивности деполяризованной компоненты R :

$$R = I^2 \cdot (1 - P^2). \quad (5)$$

Удивительно но, насколько нам известно, величина R для характеристики деполяризующих свойств объектов до сих пор ни разу не использовалась. Ниже мы покажем, что привлечение к рассмотрению величины R , и главным образом комплексное использование P и R , позволяет получать важную дополнительную информацию о деполяризующих свойствах объектов.

Итак, рассмотрим взаимодействие полностью поляризованного электромагнитного излучения, записанного в виде выражения (3), с исследуемым объектом. В рамках матричного формализма Мюллера оно может быть записано следующим образом:

$$S_{\text{out}} = M \cdot S^{\text{inp}}, \quad (6)$$

где S^{inp} , S^{out} , — векторы Стокса излучения до и после взаимодействия с исследуемым объектом соответственно; M — матрица с вещественными элементами вида

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{bmatrix} \quad (7)$$

Необходимо отметить, что далеко не каждая матрица размером 4×4 с вещественными элементами является физически реализуемой матрицей Мюллера. Для этого элементы матрицы (7) должны удовлетворять ряду условий [5].

В общем виде при зондировании объекта полностью поляризованным излучением величина R_{out} как функции азимута ориентации θ и эллиптичности ε поляризационного эллипса, будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} R_{\text{out}} = & T + \frac{1}{4} \cdot N \cdot (1 + \cos(4 \cdot \varepsilon)) \cdot \cos(4 \cdot \theta) + \frac{1}{2} \cdot V_{23} \cdot (1 + \cos(4 \cdot \varepsilon)) \cdot \sin(4 \cdot \theta) + \\ & + V_{34} \cdot \sin(2 \cdot \theta) \cdot \sin(4 \cdot \varepsilon) + V_{24} \cdot \cos(2 \cdot \theta) \cdot \sin(4 \cdot \varepsilon) + 2 \cdot V_{12} \cdot \cos(2 \cdot \theta) \cdot \cos(2 \cdot \varepsilon) + \\ & + 2 \cdot V_{13} \cdot \sin(2 \cdot \theta) \cdot \cos(2 \cdot \varepsilon) + 2 \cdot V_{14} \cdot \sin(2 \cdot \varepsilon) + Z \cdot \cos(4 \cdot \varepsilon) > 0, \end{aligned} \quad (8)$$

$$V_{ij} = M_{1,i} \cdot M_{1,j} - \sum_{k=2}^4 M_{k,i} \cdot M_{k,j},$$

$$T = M_{1,1}^2 + \frac{1}{4} \cdot M_{1,2}^2 + \frac{1}{4} \cdot M_{1,3}^2 + \frac{1}{2} \cdot M_{1,4}^2 - \sum_{k=2}^4 (M_{k,1}^2 + \frac{1}{4} \cdot M_{k,2}^2 + \frac{1}{4} \cdot M_{k,3}^2 + \frac{1}{2} \cdot M_{k,4}^2),$$

$$N = M_{1,2}^2 - M_{1,3}^2 - \sum_{k=2}^4 (M_{k,2}^2 - M_{k,3}^2),$$

$$Z = \frac{1}{4} \cdot M_{1,2}^2 + \frac{1}{4} \cdot M_{1,3}^2 - \frac{1}{2} \cdot M_{1,4}^2 - \sum_{k=2}^4 (\frac{1}{4} \cdot M_{k,2}^2 + \frac{1}{4} \cdot M_{k,3}^2 - \frac{1}{2} \cdot M_{k,4}^2).$$

Аналогичная зависимость для интенсивности I_{out} выходного излучения будет иметь следующий вид:

$$I_{\text{out}} = M_{11} + M_{12} \cdot \cos(2 \cdot \theta) \cdot \cos(2 \cdot \varepsilon) + M_{13} \cdot \sin(2 \cdot \theta) \cdot \cos(2 \cdot \varepsilon) + M_{14} \cdot \sin(2 \cdot \varepsilon). \quad (9)$$

Зависимость степени поляризации от θ и ε довольно сложна, и поэтому воспользуемся формулой пересчета из выражения (5):

$$P_{out} = \frac{Upper}{I_{out}}, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} Upper = & U + \frac{1}{4} \cdot Q \cdot (1 + \cos(4 \cdot \varepsilon)) \cdot \cos(4 \cdot \theta) + \frac{1}{2} \cdot W_{23} \cdot (1 + \cos(4 \cdot \varepsilon)) \cdot \sin(4 \cdot \theta) + \\ & + W_{34} \cdot \sin(2 \cdot \theta) \cdot \sin(4 \cdot \varepsilon) + W_{24} \cdot \cos(2 \cdot \theta) \cdot \sin(4 \cdot \varepsilon) + 2 \cdot W_{12} \cdot \cos(2 \cdot \theta) \cdot \cos(2 \cdot \varepsilon) + \\ & + 2 \cdot W_{13} \cdot \sin(2 \cdot \theta) \cdot \cos(2 \cdot \varepsilon) + 2 \cdot W_{14} \cdot \sin(2 \cdot \varepsilon) + Y \cdot \cos(4 \cdot \varepsilon) > 0, \end{aligned} \quad (11)$$

$$W_{ij} = \sum_{k=2}^4 M_{k,i} \cdot M_{k,j},$$

$$U = \sum_{k=2}^4 (M_{k,1}^2 + \frac{1}{4} \cdot M_{k,2}^2 + \frac{1}{4} \cdot M_{k,3}^2 + \frac{1}{2} \cdot M_{k,4}^2),$$

$$Q = \sum_{k=2}^4 (M_{k,2}^2 - M_{k,3}^2),$$

$$Y = \sum_{k=2}^4 (\frac{1}{4} \cdot M_{k,2}^2 + \frac{1}{4} \cdot M_{k,3}^2 - \frac{1}{2} \cdot M_{k,4}^2).$$

Для построения новых поляризационных классов объектов рассмотрим особенности поведения величин R_{out} (8) и P_{out} (10). Начнем с R_{out} и найдем условия, при которых исследуемый объект создает некоторое значение величины R_{out} , не зависящее от состояния поляризации (ε и θ) зондирующего излучения, т. е. $R_{out} = const$. Из выражения (8) следует, что требование $R_{out} = const$ приводит к следующим соотношениям для элементов матрицы Мюллера (7):

$$\begin{aligned} (M_{11} \pm M_{1i})^2 &= F + \sum_{k=2}^4 (M_{k,1} \pm M_{k,i})^2, \text{ где } i = (2, 3, 4), \\ M_{1,i} \cdot M_{1,j} &= \sum_{k=2}^4 M_{k,i} \cdot M_{k,j}, \text{ где } (i, j) = \{(2, 3), (2, 4)\}, \end{aligned} \quad (12)$$

где F – значение величины R_{out} , не зависящее от θ и ε зондирующего излучения. Как можно видеть, получено восемь соотношений между элементами матрицы Мюллера объекта, обеспечивающего при произвольном зондировании выполнение условия $R_{out} = const$. Таким образом, число независимых элементов матрицы Мюллера (число степеней свободы) для данного класса объектов равно восьми. Данные выражения можно рассматривать как критерий принадлежности исследуемого объекта поляризационному классу объектов $R_{out} = const$.

Построим поляризационную модель объекта в рамках матричного формализма Мюллера, которая имела бы столько же степеней свободы, сколькими характеризуется класс объектов $R_{out} = const$, т. е., восемь. Класс детерминированных объектов, как известно, имеет семь степеней свободы [1, 3]. Рассмотрим объект в виде двухслойной модели: первый слой – это изотропно деполяризующий объект (характерный пример – молочное стекло: одна степень свободы), а второй – детерминированный объект (семь степеней свободы). Нумерация слоев проходит в порядке распространения излучения. Матрица Мюллера данной модели будет иметь вид

$$M = K \cdot Dep, \quad (13)$$

где Dep – матрица Мюллера изотропно деполяризующего объекта следующего вида:

$$Dep = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p_{dep} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p_{dep} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{dep} \end{bmatrix}, \quad (14)$$

где p_{dep} – величина поляризации зондирующего излучения после прохождения этого слоя.

На основе выражения (13) может быть построена обобщенная матрица Мюллера этой модели (используя явный вид обобщенной детерминированной матрицы Мюллера K в виде, приведенном в [1]):

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{2} \cdot (E_1 + E_2 + E_3 + E_4) & \frac{1}{2} \cdot (E_1 - E_2 - E_3 + E_4) \cdot p_{dep} \\ \frac{1}{2} \cdot (E_1 - E_2 + E_3 - E_4) & \frac{1}{2} \cdot (E_1 + E_2 - E_3 - E_4) \cdot p_{dep} \\ F_{14} + F_{32} & (F_{14} - F_{32}) \cdot p_{dep} \\ G_{14} + G_{32} & (G_{14} - G_{32}) \cdot p_{dep} \\ (F_{13} + F_{42}) \cdot p_{dep} & (-G_{32} - G_{42}) \cdot p_{dep} \\ (F_{13} - F_{42}) \cdot p_{dep} & (-G_{32} + G_{42}) \cdot p_{dep} \\ (F_{12} + F_{34}) \cdot p_{dep} & (G_{12} - G_{34}) \cdot p_{dep} \\ (G_{12} + G_{34}) \cdot p_{dep} & (F_{12} - F_{34}) \cdot p_{dep} \end{bmatrix}, \quad (15)$$

где $E = T_i T_j^* = |T_i|^2$ и $i = 1, 2, 3, 4$.

$$F_{ij} = F_{ji} = \operatorname{Re}(T_i \cdot T_j^*) = \operatorname{Re}(T_j \cdot T_i^*), \quad G_{ij} = G_{ji} = \operatorname{Im}(T_j \cdot T_i^*) = -\operatorname{Im}(T_i \cdot T_j^*),$$

где $i, j = 1, 2, 3, 4$, и T_j – элементы матрицы Джонса, соответствующей матрице Мюллера детерминированного слоя.

Построим условия $R_{out} = \text{const}$ при произвольном зондировании полностью поляризованным излучением объекта (15). Они будут иметь следующий вид:

$$(M_{11} \pm M_{1i})^2 - \sum_{k=2}^4 (M_{k,1} \pm M_{k,i})^2 = \sqrt{\operatorname{Det}(K)} \cdot (1 - p_{dep}^2),$$

$$M_{1i} \cdot M_{1j} = \sum_{k=2}^4 M_{k,i} \cdot M_{k,j}, \quad \text{где } (i, j) = \{(2,3), (2,4), (3,4)\}. \quad (16)$$

Теперь сравним выражения (16) и (12). Как можно видеть, эти уравнения совпадают в случае

$$F = \sqrt{\operatorname{Det}(K)} \cdot (1 - p_{dep}^2). \quad (17)$$

Таким образом, матрицу (15) можно рассматривать как обобщенную матрицу Мюллера поляризационного класса объектов $R_{out} = \text{const}$.

Одним из важных частных случаев данного поляризационного класса будет класс объектов, которые при произвольном зондировании полностью поляризованным излучением (3) дают значение $R_{out} = 0$. Следовательно, после взаимодействия с объектом излучение останется полностью поляризованным. Другими словами, недеполяризующий класс объектов ($R_{out} = 0$) – класс изотропно недеполяризующих объектов, для которого в выражении (12) $F = 0$. Из соотношения (17) следуют две возможности достижения данного результата:

- 1) отсутствие деполаризующей части обобщенной матрицы Мюллера (15), т. е. $p_{dep} = 1$;

2) определитель детерминированной части обобщенной матрицы Мюллера (15) $Det(K) = 0$.

Первый случай ($P_{dep} = 1$) возникает, когда мы рассматриваем в уравнении (13) "чистый" детерминированный объект с матрицей Мюллера K , а детерминированные объекты при зондировании полностью поляризованным излучением дают на выходе полностью поляризованное излучение. Вторым случаем встречается и при наличии деполаризующей части обобщенной матрицы Мюллера (15), однако при условии сингулярности ($Det(K) = 0$) ее детерминированной части.

Таким образом, показано, что два класса объектов, детерминированные и недеполяризующие, не являются эквивалентными классами, как это считалось до недавнего времени [6-10], и условие детерминированности является более жестким, чем условие недеполяризуемости в силу того, что недеполяризующий класс объектов имеет восемь степеней свободы, в то время как детерминированный класс – семь.

Рассмотрим поведение величины степени поляризации P_{out} для данного поляризационного класса объектов при зондировании излучением, описываемым вектором Стокса (3). Из выражения (5) следует, что так как величина квадрата интенсивности деполаризованной компоненты выходного излучения R_{out} для данного класса не зависит от азимута и эллиптичности зондирующего излучения, то величина степени поляризации выходного излучения будет зависеть только от интенсивности выходного излучения. При этом максимальному (минимальному) значению интенсивности выходного излучения будет соответствовать максимальное (минимальное) значение величины степени поляризации. Как следует из соотношения (9) максимум величины степени поляризации будет наблюдаться для зондирующего излучения с поляризацией, которая описывается вектором Стокса следующего вида:

$$S_{ex} = \left(1, \frac{M_{12}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}}, \frac{M_{13}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}}, \frac{M_{14}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}} \right), \quad (18)$$

при этом степень поляризации выходного излучения будет равна

$$P_{out}^2 = \frac{\left(M_{11} + \sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2} \right)^2 - R}{M_{11} \cdot \sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2} + M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}. \quad (19)$$

Минимальное значение для величины степени поляризации будет наблюдаться для зондирующего излучения с поляризацией:

$$S_{ex} = \left(1, -\frac{M_{12}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}}, -\frac{M_{13}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}}, -\frac{M_{14}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}} \right), \quad (20)$$

при этом степень поляризации выходного излучения будет равна

$$P_{out}^2 = \frac{\left(M_{11} - \sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2} \right)^2 - R_{out}}{M_{11} \cdot \sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2} + M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}. \quad (21)$$

Отметим, что минимальное и максимальное значения величины степени поляризации излучения (21) и (19) после взаимодействия с объектом, принадлежащим поляризационному классу $R_{out} = const$, достигаются для зондирующего излучения с ортогональными поляризациями.

Интересен частный случай для данного поляризационного класса – обращение P_{out} в нуль. Найдем условия, при которых это происходит. Исходить будем из выражения для минимального значения P_{out} (21). При этом следует учесть тот факт, что

$$M_{1i} = p_{dep} \cdot K_{1i}, \forall i = 2, 3, 4 \text{ и } Det(K) = \left(K_{11}^2 - (K_{12}^2 + K_{13}^2 + K_{14}^2) \right)^2, \quad (22)$$

тогда выражение (21) может быть переписано следующим образом:

$$P_{out}^2 = \frac{\left(K_{11} - p_{dep} \cdot \sqrt{K_{12}^2 + K_{13}^2 + K_{14}^2}\right)^2 - \left(K_{11}^2 - K_{12}^2 - K_{13}^2 - K_{14}^2\right) \cdot (1 - p_{dep}^2)}{\left(K_{11}^2 + p_{dep} \cdot \sqrt{K_{12}^2 + K_{13}^2 + K_{14}^2}\right)^2}, \quad (23)$$

или

$$P_{out}^2 = \frac{\left|K_{11}^2 \cdot p_{dep}^2 - 2 \cdot K_{11} \cdot p_{dep} \cdot \sqrt{K_{12}^2 + K_{13}^2 + K_{14}^2} + (K_{12}^2 + K_{13}^2 + K_{14}^2)\right|}{K_{11}^2 + p_{dep}^2 \cdot K_{12}^2 + p_{dep}^2 \cdot K_{13}^2 + p_{dep}^2 \cdot K_{14}^2}. \quad (24)$$

Отсюда может быть сделан следующий вывод. Для поляризационного класса $R_{out} = const$ степень поляризации выходного излучения P_{out} достигает нулевого значения при следующем соотношении параметров изотропно деполяризующего и детерминированного слоев, образующих модель этого класса (13):

$$p_{dep} = \frac{\sqrt{K_{12}^2 + K_{13}^2 + K_{14}^2}}{K_{11}}. \quad (25)$$

Из соотношения (25) следует, что если исследуемый объект не содержит амплитудной анизотропии, т. е. для него выполняется условие $K_{12} = K_{13} = K_{14} = 0$, то $P_{out} = 0$ будет иметь место при $p_{dep} = 0$. Последнее означает, что изотропный деполяризатор, входящий в выражении (13), является идеальным. Если исследуемый объект в соотношении (13) содержит сингулярную детерминированную часть, $Det(K) = 0$, что в свою очередь означает, что выражение под корнем в равенстве (25) равно 1, то условие $P_{out} = 0$ выполняется при равенстве нулю интенсивности выходного излучения.

Теперь обратимся к анализу выражения (10). Найдем условия, при которых исследуемый объект создает некоторое значение величины P_{out} , не зависящее от состояния поляризации зондирующего излучения, т. е., $P_{out} = const$. Из формулы (10) следует, что требование $P_{out} = const$ приводит к следующим соотношениям для элементов матрицы Мюллера (7):

$$p_{dep}^2 \cdot (M_{1,i} \pm M_{1,i})^2 = \sum_{k=2}^4 (M_{k,1} \pm M_{k,i})^2, \text{ где } i = (2, 3, 4),$$

$$p_{dep}^2 \cdot M_{1,i} \cdot M_{1,j} = \sum_{k=2}^4 M_{k,i} \cdot M_{k,j}, \text{ где } (i, j) = ((1, 2), (1, 3), (1, 4), (2, 3), (2, 4), (3, 4)), \quad (26)$$

где p – значение величины P_{out} , не зависящее от θ и ε зондирующего излучения. Как можно видеть, получено восемь соотношений между элементами матрицы Мюллера объекта, обеспечивающего при произвольном зондировании выполнение условия $P_{out} = const$. Данные выражения можно рассматривать как критерий принадлежности исследуемого объекта поляризационному классу объектов $P_{out} = const$.

Как и в предыдущем случае, построим поляризационную модель объекта в рамках матричного формализма Мюллера, которая имела бы столько же степеней свободы, сколько характеризуется класс объектов $P_{out} = const$, т. е. восемь. Рассмотрим объект в виде двухслойной модели: первый слой – это детерминированный объект (семь степеней свободы), а второй – это изотропно деполяризующий объект (одна степень свободы). Нумерация слоев проходит в порядке распространения излучения. Матрица Мюллера данной модели объектов будет иметь следующий вид:

$$M = Dep \bullet K, \quad (27)$$

где Dep – матрица Мюллера вида (14).

Тогда обобщенная матрица Мюллера данного класса объектов будет иметь вид

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{2} \cdot (E_1 + E_2 + E_3 + E_4) & \frac{1}{2} \cdot (E_1 - E_2 - E_3 + E_4) \\ \frac{1}{2} \cdot (E_1 - E_2 + E_3 - E_4) \cdot p_{dep} & \frac{1}{2} \cdot (E_1 + E_2 - E_3 - E_4) \cdot p_{dep} \\ (F_{14} + F_{32}) \cdot p_{dep} & (F_{14} - F_{32}) \cdot p_{dep} \\ (G_{14} + G_{32}) \cdot p_{dep} & (G_{14} - G_{32}) \cdot p_{dep} \\ (F_{13} + F_{42}) & (-G_{32} - G_{42}) \\ (F_{13} - F_{42}) \cdot p_{dep} & (-G_{32} + G_{42}) \cdot p_{dep} \\ (F_{12} + F_{34}) \cdot p_{dep} & (G_{12} - G_{34}) \cdot p_{dep} \\ (G_{12} + G_{34}) \cdot p_{dep} & (F_{12} - F_{34}) \cdot p_{dep} \end{bmatrix}, \quad (28)$$

где $E = T_i T_j^* = |T_i|^2$ и $i = 1, 2, 3, 4$. $F_{ij} = F_{ji} = \text{Re}(T_i \cdot T_j^*) = \text{Re}(T_j \cdot T_i^*)$,

$G_{ij} = G_{ji} = \text{Im}(T_j \cdot T_i^*) = -\text{Im}(T_i \cdot T_j^*)$, где $i, j = 1, 2, 3, 4$, и T_j – элементы матрицы Джонса, соответствующей матрице Мюллера детерминированного слоя.

Построим условия $P_{out} = \text{const}$ при произвольном зондировании полностью поляризованным излучением объекта (24). Они будут иметь следующий вид:

$$p^2 \cdot (M_{1,i} \pm M_{1,i})^2 = \sum_{k=2}^4 (M_{k,1} \pm M_{k,i})^2, \text{ где } i = (2, 3, 4),$$

$$p^2 \cdot M_{1,i} \cdot M_{1,j} = \sum_{k=2}^4 M_{k,i} \cdot M_{k,j}, \text{ где } (i, j) = ((1, 2), (1, 3), (1, 4), (2, 3), (2, 4), (3, 4)). \quad (29)$$

Сравнивая выражения (22) и (25) делаем вывод о том, что матрица Мюллера (24) является обобщенной матрицей Мюллера поляризационного класса объектов $P_{out} = \text{const}$.

Рассмотрим поведение величины степени поляризации R_{out} для данного поляризационного класса объектов при зондировании излучением, описываемым вектором Стокса (3). Для этого воспользуемся соотношением (5). В этом случае степень поляризации выходного излучения P_{out} для данного класса не зависит от азимута и эллиптичности зондирующего излучения, а величина R_{out} будет зависеть от интенсивности выходного излучения. При этом максимальному (минимальному) значению интенсивности выходного излучения будет соответствовать максимальное (минимальное) значение величины R_{out} .

Итак, максимум R_{out} будет наблюдаться для следующей зондирующей поляризации:

$$S_{ex} = \left(1, -\frac{M_{12}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}}, -\frac{M_{13}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}}, -\frac{M_{14}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}} \right). \quad (30)$$

Отметим, что вид вектора Стокса зондирующего излучения в данном случае формально совпадает с выражением (18), однако, значения M_j , входящие в соотношение (26) отличаются от тех, что входят в соотношение (18). При этом его величина будет равна

$$R = \left(M_{11} + \sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2} \right)^2 \cdot (1 - P_{out}^2). \quad (31)$$

Минимум R_{out} будет наблюдаться для зондирующего излучения, описываемого вектором Стокса вида

$$S_{ex} = \left(1, -\frac{M_{12}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}}, -\frac{M_{13}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}}, -\frac{M_{14}}{\sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2}} \right). \quad (32)$$

Для выражений (28) и (20) справедливы те же замечания, которые были сделаны выше в отношении выражений (26) и (18). Величина R_{out} будет равна

$$R = \left(M_{11} - \sqrt{M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{14}^2} \right)^2 \cdot (1 - P_{out}^2). \quad (33)$$

Таким образом, построены обобщенные матрицы Мюллера двух поляризационных классов объектов с использованием матрицы Мюллера изотропной деполяризации. Различия в структурах построенных обобщенных матриц Мюллера заключаются в порядке следования матриц Мюллера, описывающих слои, образующие соответствующие модели, по отношению к направлению распространения зондирующего излучения.

Теперь мы можем обобщить полученные результаты. Рассмотрим слоистую модель объекта, которая состоит из трех слоев, следующего вида:

$$M = Dep1 \cdot K \cdot Dep2, \quad (34)$$

где Dep – матрица Мюллера изотропных деполяризаторов вида (14) с разными значениями величин деполяризации зондирующего излучения, соответственно p_1 и p_2 ; K – как и в рассмотренных выше моделях, обобщенная матрица Мюллера детерминированного объекта.

Обобщенная матрица Мюллера объекта (30) будет иметь следующий вид:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{2} \cdot (E_1 + E_2 + E_3 + E_4) & \frac{1}{2} \cdot (E_1 - E_2 - E_3 + E_4) \cdot p_1 \\ \frac{1}{2} \cdot (E_1 - E_2 + E_3 - E_4) \cdot p_2 & \frac{1}{2} \cdot (E_1 + E_2 - E_3 - E_4) \cdot p_1 \cdot p_2 \\ (F_{14} + F_{32}) \cdot p_2 & (F_{14} - F_{32}) \cdot p_1 \cdot p_2 \\ (G_{14} + G_{32}) \cdot p_2 & (G_{14} - G_{32}) \cdot p_1 \cdot p_2 \\ (F_{13} + F_{42}) \cdot p_1 & (-G_{32} - G_{42}) \cdot p_1 \\ (F_{13} - F_{42}) \cdot p_1 \cdot p_2 & (-G_{32} + G_{42}) \cdot p_1 \cdot p_2 \\ (F_{12} + F_{34}) \cdot p_1 \cdot p_2 & (G_{12} - G_{34}) \cdot p_1 \cdot p_2 \\ (G_{12} + G_{34}) \cdot p_1 \cdot p_2 & (F_{12} - F_{34}) \cdot p_1 \cdot p_2 \end{bmatrix}, \quad (35)$$

где $E = T_i T_j^* = |T_i|^2$, $i = 1, 2, 3, 4$.

$$F_{ij} = F_{ji} = \operatorname{Re}(T_i \cdot T_j^*) = \operatorname{Re}(T_j \cdot T_i^*), \quad G_{ij} = G_{ji} = \operatorname{Im}(T_j \cdot T_i^*) = -\operatorname{Im}(T_i \cdot T_j^*), \quad i, j = 1, 2, 3, 4,$$

и T_j – элементы матрицы Джонса, соответствующей матрице Мюллера детерминированного слоя.

Из выражения (35) следует, что два рассмотренных выше поляризационных класса с учетом матрицы Мюллера изотропной деполяризации, $P_{out} = \text{const}$ и $R_{out} = \text{const}$, являются частными случаями этого класса. Также необходимо отметить, что данный объект имеет на одну степень свободы больше, т. е. девять, чем у исследованных выше поляризационных классов. Выражения для элементов матрицы Мюллера этого поляризационного класса объектов довольно громоздкие, и их анализ мы ограничим здесь рассмотрением частного случая обобщенной матрицы Мюллера (35), т. е. поляризационного класса объектов, который относится как к первой модели (13), так и ко второй модели (27), т. е. объект, для которого P_{out} и R_{out} выходного излучения не зависят от состояния поляризации зондирующего излучения.

Рассмотрим связь между этими величинами:

$$R_{out} = I_{out}^2 \cdot (1 - P_{out}^2). \quad (36)$$

Так как в это равенство входят три параметра, и два из них (P_{out} и R_{out}) являются входонезависимыми, то, соответственно, входонезависимым должен быть и третий параметр (интенсивность), а следовательно, имеем

$$I = \text{const}, \forall \theta, \varepsilon. \quad (37)$$

Это означает, что для элементов матрицы Мюллера данного поляризационного класса выполняется следующее соотношение (используя общее выражение интенсивности выходного излучения):

$$M_{12} = M_{13} = M_{14} = 0. \quad (38)$$

Далее, так как для данного класса объектов степень поляризации не зависит от состояния поляризации зондирующего излучения, то для него должно выполняться следующее свойство:

$$(M_{1,2}^2 + M_{1,3}^2 + M_{1,4}^2) \cdot p^2 = (M_{2,1}^2 + M_{3,1}^2 + M_{4,1}^2). \quad (39)$$

Отсюда автоматически вытекает, что

$$M_{21} = M_{31} = M_{41} = 0. \quad (40)$$

Таким образом, обобщенная матрица Мюллера для поляризационного класса объектов, $P_{out}, R_{out} = const.$ будет иметь вид

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ 0 & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ 0 & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{bmatrix}. \quad (41)$$

Исходя из вида данной матрицы может быть сделан вывод о том, что такой объект может быть представлен на основе трехслойной модели, где слоями являются соответственно круговая фазовая, линейная фазовая анизотропии, и изотропная деполяризация. Порядок следования этих слоев не имеет значения [11].

Список литературы: 1. Аззам Р.А., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 640 с. 2. Boerner W.M., Basic principles of radar polarimetry and its applications to target recognition problems with assessments of the historical development and of the current state-of-art // Electromagnetic Modelling and Measurements for Analysis and Synthesis Problems. 1991. P. 311-363. 3. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorbtion and scattering of light by small particles. New York: Wiley, 1983. 480 p. 4. Simon R. Nondepolarizing systems and degree of polarization // Opt. Com. 1990. Vol.77. № 5, 6. P. 349-354. 5. Cloud S.R. Group theory and polarization algebra // Optik (Stuttgart). 1986. Vol.75. P. 26-36. 6. Brosseau C., Barakat R. Dimensionality of the coherency matrix in polarization optics // Opt. Com. 1992. Vol.91. P. 408-415. 7. Brosseau C. Analysis of experimental data for Mueller polarization matrices // Optik (Stuttgart). 1990. Vol.85. № 2. P. 83-86. 8. Hovenier J. W. Structure of a general pure Mueller matrix // Applied Optics. 1994. Vol.33. № 36. P. 8318-8324. 9. Shih-Yau Lu, Chipman R. Homogeneous and inhomogeneous Jones matrices // J.Opt.Soc.Am. A 1994. Vol.11. №2. P. 766-773. 10. Brosseau C. Mueller matrix analysis of light depolarization // SPIE Proc. 1995. Vol.2580. P. 127-137. 11. Савенков С.М. Мюллер-поляриметрия недихроїчних об'єктів при наявності деполяризації // Вісник Київського ун-та. Серія: Фізико-математичні науки. 1999. Вип.2. С.403-406.

Киевский национальный университет им. Т.Г. Шевченко

Поступила в редколлегию 23.05.2000

ВОЛНОВОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО И ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ В ПРОСТРАНСТВЕННО ОГРАНИЧЕННЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Введение

В последние годы значительное внимание уделяется исследованию дифракционно-черенковского излучения (ДЧИ), возникающего при движении нерелятивистского электронного потока (ЭП) вдоль периодических металлодиэлектрических структур (МДС), которые перспективны в плане построения новых модификаций источников колебаний КВЧ [1-3]. Энергетические характеристики ДЧИ в МДС с неограниченным диэлектрическим полупространством к настоящему времени достаточно изучены теоретически и экспериментальными методами моделирования [1, 4-7]. Вместе с тем в предложенных устройствах дифракционной электроники [2, 3] используются МДС конечных размеров, которые располагаются либо над периодической структурой, формирующей поверхностную волну (черенковский генератор типа ЛОВ), либо в объеме открытого резонатора (ОР) над зеркалом с дифракционной решеткой (ДР) (черенковско-дифракционный генератор). В первом случае используется черенковский режим возбуждения МДС, а во втором – дифракционно-черенковский, с излучением гармоник в вакуум и диэлектрик. В простейшем варианте для таких устройств целесообразно использовать диэлектрические пластины (призмы) прямоугольного сечения, которые по своей форме технологичны и хорошо сочетаются с отражательными и ленточными ДР, являющимися составными частями приборов дифракционной электроники. При этом конечные размеры призм по периметру и толщине могут оказывать существенное влияние на характеристики ДЧИ при возникновении в них волновых и резонансных процессов. Так, например, в [1, 4] для длинноволнового приближения заданного тока показано, что основные свойства преобразования энергии ЭП в объемные волны излучения на границе диэлектрического полупространства конечной толщины, экранированного ДР – сохраняются. Однако для определенных значений толщины диэлектрика в энергетических характеристиках ДЧИ могут проявляться резонансные эффекты. Можно предположить, что к аналогичным эффектам приводит и ограничение МДС по периметру.

В данной работе приведена физическая модель возбуждения ДЧИ в пространственно ограниченных МДС, учитывающая возможность присутствия волновых и резонансных процессов в диэлектрике, и связи их с поверхностной волной источника излучения. Путем экспериментального моделирования в миллиметровом диапазоне установлено, что существенное влияние на энергетические характеристики гармоник излучения оказывают толщина и диэлектрическая проницаемость МДС, определяющие количество и типы распространяющихся в системе волн.

Волновая модель

На рис. 1 показаны возможные режимы возбуждения ДЧИ распределенным источником излучения, расположенным вблизи границы диэлектрической призмы 2 с ленточной ДР 3. Таким источником в устройствах электроники является ЭП, а в случае экспериментального моделирования процессов возбуждения ДЧИ – поверхностная волна одномодового планарного диэлектрического волновода (ДВ) [1]. Для рассматриваемой модели предполагается, что апертурные размеры призмы (L – длина, D – ширина) значительно больше ее толщины Δ , что соответствует реальным системам устройств электроники.

В [1] при анализе ДЧИ на МДС с неограниченным диэлектрическим полупространством показано, что для определенных значений относительной диэлектрической проницаемости ϵ , периода ДР l и скорости ЭП v_0 (фазовой скорости волны ДВ v_{ϕ}) в свободное пространство могут излучаться только отрицательные гармоники с $n = -1, -2, -3...$ под углами φ_{-n} , а в диэлектрическую среду – гармоники с $n = 0, \pm 1, \pm 2...$ под углами $\gamma_{n\epsilon}$. Дифракционное излучение (ДИ) на нулевой и положительных пространственных гармониках поступает в МДС под острым углом относительно оси движения ЭП. При этом гармоника с $n = 0$ возбуждается при тех же условиях, что и черенковское излучение ЭП, движущегося вблизи диэлектрика без ДР ($\cos \gamma_{0\epsilon} = c/v_0 \sqrt{\epsilon}$, где c – скорость света). В дальнейшем под нулевой гармоникой ДИ будем подразумевать режим черенковского излучения, а ДР

в этом режиме рассматривать как экранирующий фактор степени коэффициента связи ЭП с диэлектрической средой [1, 6]. При волновом моделировании черенковского излучения такой режим определяется условиями туннельной связи ДВ с МДС [8], а в общем случае моделирования ДЧИ углы излучения для заданных параметров системы вычисляются по таким соотношениям [1]:

$$\gamma_{ne} = \arccos\left(\sqrt{\varepsilon_e} + \frac{n}{k}\right), \quad \gamma_{ne} = -\arccos\frac{\sqrt{\varepsilon_e} + \frac{n}{k}}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_e = c^2/v_e^2$ – эффективная диэлектрическая проницаемость волновода; $k = l/\lambda$; λ – длина волны излучения.

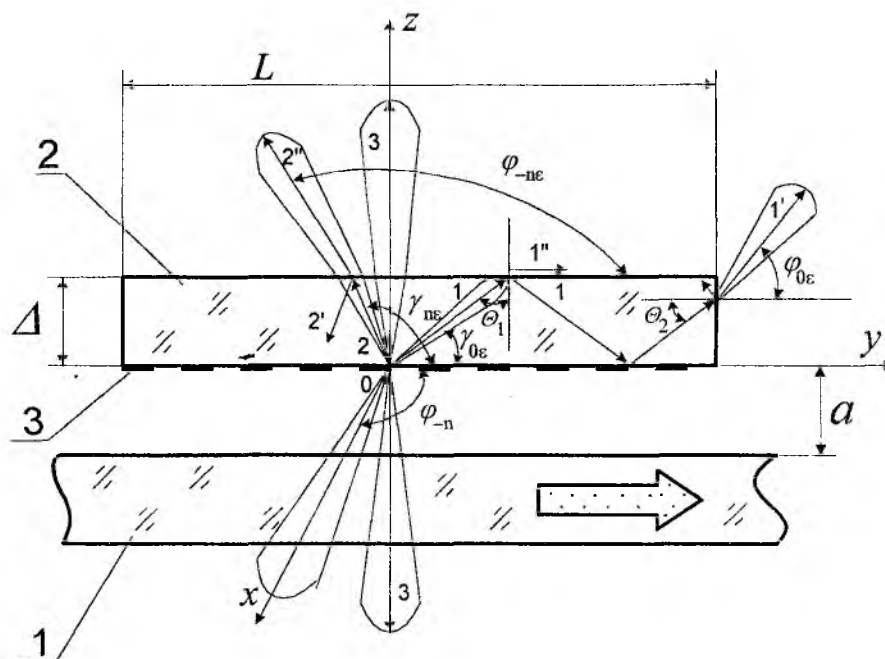


Рис. 1

Пространственное ограничение диэлектрической призмы по высоте и периметру значительно усложняет волновые процессы, происходящие в исследуемой МДС. Такая система многосвязна и содержит четыре класса волн: волны тока пространственного заряда ЭП (при моделировании – неоднородные поверхностные волны ДВ); локализованные вблизи ДР волны в виде спектра медленных гармоник; объемные волны, излучаемые под углами, определяемыми по соотношениям (1); волноводные волны, возникающие в диэлектрической призме в следствие отражения объемных волн от ее граней. Исследование связанных волн в таких структурах требует серьезных численных расчетов, которые в случае комплексных волн особенно усложняются. Поэтому для качественного анализа физических явлений формирования ДЧИ в пространственно ограниченных МДС воспользуемся концепцией парциальных волн, основанной на разложении электромагнитных полей на плоские волны [1, 9-11]. Однако примем во внимание, что концепция парциальных волн не учитывает многомодовости МДС как волноведущей системы, которая может возникать благодаря конечной толщины призмы Δ сравнимой с длиной волны излучения. В [11] на примере плоского диэлектрического волновода (ПДВ) показано, что понятие парциальных волн дает достаточную информацию, когда характерные размеры объекта много больше длины волны. Вместе с тем сопоставительный анализ электродинамических свойств МДС и экранированного ПДВ [9-11] указывает на качественную общность механизмов распространения электромагнитных волн в этих системах, что позволяет привлечь имеющиеся результаты по исследованию ПДВ к описанию физических процессов при моделировании ДЧИ в пространственно ограниченных МДС.

Режим черенковского излучения. Из условия излучения гармоники с $n = 0$ следует, что угол падения волны на боковую грань призмы $\theta_1 = \pi/2 - \gamma_{0\epsilon}$ удовлетворяет неравенству $\sin \theta_1 > 1/\sqrt{\epsilon}$, что свидетельствует о полном ее внутреннем отражении от боковых граней диэлектрика (лучи 1 на рис. 1). Основная энергия этого излучения распространяется в диэлектрической призме по направлению оси y . Часть поля, проникая в окружающее пространство, возбуждает вдоль границ призмы медленные волны, затухающие при удалении от плоскости раздела по экспоненциальному закону со скоростью $[54,6\sqrt{\epsilon_g^2 - 1}]$ дБ на длину волны во внешней среде [9] (при очень толстых призмах $\epsilon_g \rightarrow \epsilon$). На гранях призмы, параллельных плоскости xoy , пучок электромагнитного излучения преломляется и выходит в свободное пространство под углом $\varphi_{0'\epsilon}$ (луч 1', рис. 1). Описанный процесс аналогичен волноводным свойствам ПДВ, что указывает на возможность распространения в МДС волн типа E_{m0} и H_{m0} ($m = 0, 1, 2, \dots$). При этом, как показано в [10, 11], корни характеристических уравнений, определяющих условия распространения волн, могут быть как действительными, так и комплексными. В области существования действительных корней уравнений присутствуют поверхностные волны, при переходе в область комплексных корней появляются объемные (вытекающие) волны. Отражение этих волн от границ пластины не является полным, поэтому они распространяются вдоль пластины, затухая вследствие излучения в окружающее пространство. Условия, при которых появляются волны не распространяющиеся в диэлектрической призме полутолщиной Δ' ($\Delta = 2\Delta'$, рис.1), определяются критическими частотами (f_{kp}) или критическими длинами волн (λ_{kp}) [11]:

$$\lambda_{kp}^{(m)} = \frac{4\Delta'}{m} \sqrt{\epsilon - 1}, \quad f_{kp}^{(m)} = \frac{cm}{4\Delta' \sqrt{\epsilon - 1}}. \quad (2)$$

Критические частоты волн E и H совпадают и являются дважды вырожденными, что затрудняет использование ПДВ в одномодовом режиме. Исключением являются волны E_{00} и H_{00} , для которых $f_{kp} = 0$, а $\lambda_{kp} \rightarrow \infty$. Чтобы они были единственными, необходимо выполнение соотношения

$$\frac{2\Delta'}{\lambda} < \frac{2\Delta'}{\lambda_{kp}^{(1)}} = \frac{1}{2\sqrt{\epsilon - 1}}. \quad (3)$$

Для многомодовой системы при $f \gg f_{kp}$ данной волны ее поле в основном сосредоточено в диэлектрике и в окружающее пространство просачивается слабо. Волна вдоль оси y распространяется с фазовой скоростью $v_{\phi} \approx c/\sqrt{\epsilon} \sin \theta_1$, а по оси z электромагнитное поле представляет собой стоячую волну, максимумы и минимумы которой расположены на расстоянии $\lambda_z = \lambda/\sqrt{\epsilon} \cos \theta_1$. Для этого режима моделирования ДЧИ можно предположить, что многомодовость диэлектрической призмы будет оказывать слабое влияние на энергетические характеристики излучений, зависящие от степени связи МДС с ДВ через поверхностные волны.

С уменьшением частоты угол $\gamma_{0\epsilon}$ увеличивается, а угол θ_1 уменьшается, что при $f = f_{kp}$ приводит к соотношению $\cos \gamma_{0\epsilon} = \sin \theta_1 = 1/\sqrt{\epsilon}$, и в окружающем пространстве появляется преломленный луч 1'' (рис. 1), идущий вдоль границы раздела. При этом электромагнитное поле волны в основном расположено в пустоте. Окружающее пространство заполнено полем на большом протяжении, а скорость волны близка к скорости света. С увеличением частоты $v_{\phi} \rightarrow c/\sqrt{\epsilon}$ поле "прижимается" к боковой плоскости призмы, повышая амплитуду поверхностной волны, что может оказывать существенное влияние на степень связи ДВ с МДС. Для $f \leq f_{kp}$ данная волна как поверхностная, существовать не может, она существует в виде быстрой волны, при своем распространении затухающей из-за потерь на излучение через боковые грани призмы.

Рассмотренные выше волновые процессы в МДС не учитывали возможных отражений от торцевых граней призмы, определяющих возникновение колебаний вдоль ее продольной оси. Предположим, что в диэлектрике возбуждена волна определенного типа, распространяющаяся в сторону положительных значений координаты y (лучи 1 – рис. 1). Дойдя до конца призмы, волна отражается от торца и распространяется в противоположном направлении. Отразившись от левой грани, она интерферирует с первоначальной волной. Если в результате интерференции обеспечивается равенство фаз первоначальной и двукратно отраженных волн, то амплитуда первоначальной волны увеличивается и в МДС происходит накопление энергии. Высокой добротностью колебания в МДС обладают в том случае, когда отсутствует излучение. Это условие выполняется при углах падения волны θ_1 и θ_2 (см. рис. 1) на боковые и торцевые грани призмы, больших угла полного внутреннего отражения θ_0 , что соответствует значениям $\theta_1 + \theta_2 = \pi/2$, $\theta_0 < \pi/4$ и $\varepsilon > 2$. На практике последнее неравенство должно выполняться с запасом, что реализуется путем изготовления диэлектрических резонаторов из материалов, обладающих малыми потерями и высокими значениями ε (поликор, плавленый кварц и рутил).

Условие резонанса для сдвига фазы $\Delta\varphi$ двукратно отраженной волны в ПДВ имеет вид [11]

$$\Delta\varphi = 2\beta L + \varphi_{np} + \varphi_{л} = 2\pi S, \quad (4)$$

где $\beta = 2\pi/\lambda_D$; λ_D – длина волны в волноводе; $\varphi_{np,л}$ – сдвиг фазы волны при ее отражении от торцов; $S = 1, 2, \dots$

Из анализа соотношения (4) следует, что при резонансе на длине призмы L должно укладываться целое число полуволн и МДС будет являться накопителем энергии черенковского излучения.

Режим дифракционно-черенковского излучения. В режиме ДЧИ предполагается возбуждение МДС на нескольких пространственных гармониках (например, $n = 0, -1$ – в диэлектрик и $n = -1$ – в свободное пространство), что значительно усложняет волновые процессы в системе. При этом для гармоники с $n = -1$ в диэлектрике при излучении вблизи нормали закон полного внутреннего отражения не выполняется и ДИ распространяется в свободном пространстве под углом $\varphi_{-n\varepsilon}$ (лучи 2, 2' – рис. 1). Однако часть энергии на границе раздела отражается в объем диэлектрика (луч 2' – рис. 1), что может приводить к возникновению обратной волны в МДС. Дополнительные обратные и прямые волны могут также возбуждаться на гармониках с $n = \pm 2$ при соответствующих параметрах ДР, β_ε и ε [1].

В случае нормального излучения ДИ энергия полностью выходит в свободное пространство (лучи 3 – рис. 1). Однако здесь также возможен режим возникновения обратной волны при выполнении условия дифракции Брэгга [12]:

$$l/\lambda = v_\phi/c. \quad (5)$$

Данное явление ранее наблюдалось для распределенной связи ДВ с нормальными решетками и квазиоптическими диэлектрическими резонаторами [8, 13].

Появление в МДС и ДВ прямых и обратных связанных волн может приводить к резонансным явлениям при моделировании ДЧИ. В [10] показано, что если связь осуществляется между прямой и обратной волнами, то волновые числа комплексны, что свидетельствует о возникновении комплексных затухающих волн. В режиме синхронизма энергия, сообщенная прямой волне, перекачивается в обратную волну, а из обратной – в прямую. При слабой связи эта циркуляция энергии происходит на значительной длине линии. Распространение становится невозможным, и линия передачи превращается в своеобразный резонатор. Следует отметить, что в многопролетных ЛОВ и ГДИ [14, 15] область взаимодействия также может быть представлена резонансной системой особого рода – активной и нелинейной. Носителями прямой и обратной волн здесь являются соответствующие пучки электронов, движущиеся вдоль периодической структуры. Резонансное взаимодействие волн для таких приборов основывается на существенном отличии их характеристик от характеристик однопролетных генераторов с распределенным взаимодействием. Данная аналогия позволяет предположить, что ре-

зонансные эффекты вследствие связи волн могут наблюдаться как при возбуждении ДЧИ в пространственно ограниченных МДС, так и в дифракционно-черенковских генераторах с МДС.

Исходя из изложенного выше, волновая модель ДЧИ в пространственно ограниченных МДС представлена в виде многосвязной электродинамической системы, образованной экранированным решеткой плоским диэлектрическим волноводом (резонатором) и планарным ДВ. В такой системе могут проявляться резонансные эффекты благодаря многомодовости МДС, возможности накопления энергии в диэлектрической призме, возбуждению прямых и обратных связанных волн.

Экспериментальное моделирование

При экспериментальном моделировании условий возбуждения ДЧИ на системе рис. 1 вдоль дифракционной решетки на расстоянии a располагался планарный диэлектрический волновод, который включался в измерительную схему [1, 7], позволяющую исследовать диаграммы излучения из призмы в плоскости uoz и вести зондирование амплитудных распределений ближних полей по осям ox , oy . Апертурные размеры призм выбирались, исходя из требования минимальных искажений полей ОР при внесении в них МДС: L и D – сравнимы с апертурами зеркал $A \approx 10\lambda$ открытого резонатора ($L \times D = 60 \times 60$ мм).

Исходя из условия одномодовости, выраженного соотношением (3), для исследуемых в эксперименте МДС из фторопласта ($\epsilon = 2$) и поликора ($\epsilon = 10$) толщина призм должна удовлетворять, неравенствам $\Delta < \lambda/4$ и $\Delta < \lambda/12$ соответственно. В миллиметровом диапазоне волн реализация первого варианта МДС не представляет больших затруднений, а реализация МДС из поликора становится проблематичной из-за малой физической толщины призмы. Поэтому основные исследования проводились с призмами из фторопласта в диапазоне частот $f = 69 - 76$ ГГц для интервала значений $\Delta \approx \lambda/4 - 3\lambda$ (1–12 мм), что позволяло осуществить моделирование от одномодового режима возбуждения МДС до значений $m = 0, 1, \dots, 12$. Для проверки достоверности результатов эксперимента использовалась стандартная призма из поликора ($\Delta = 1$ мм), которая по своим электродинамическим свойствам была эквивалентна фторопластовой призме с $\Delta = 3\lambda$. При возбуждении МДС применялась серия прямоугольных ДВ из фторопласта и полистирола, обеспечивающая проведение исследований в диапазоне относительной скорости волны $\beta_e = v_{\phi}/c = 0,7 \div 0,95$. Прицельный параметр a выбирался из условия оптимальной связи ДВ с МДС (условия минимальных искажений диаграмм направленности излучения при возбуждении ДЧИ [16]).

Модель черенковского режима излучения была реализована для фазовых скоростей ДВ, удовлетворяющих соотношению $\epsilon\beta_e^2 > 1$, как при туннелировании волны на однородной поверхности призмы, так и с ленточной ДР, выполняющей роль экрана [6].

Из выражения (3) следует, что одномодовый режим возбуждения однородной призмы из фторопласта может быть реализован для значений ее толщины, лежащих в интервале $\lambda/4 \leq 2\Delta' < \lambda$. Характерным для призм толщиной меньше длины волны является распространение большей части энергии в окружающем пространстве. При этом условие одномодовости удовлетворяет условию согласования фазовой скорости волны в диэлектрике со скоростью волны в окружающем пространстве [17]: $\Delta_{\min} \approx 0,4\lambda/\sqrt{\epsilon - 1}$. Призма выполняет функцию антенны, излучающей энергию под углами, близкими к оси y . На рис. 2 (график 1) показана типичная диаграмма направленности излучения в одномодовом режиме возбуждения волны.

Наблюдаемая асимметрия в диаграммах направленности вызвана технической невозможностью измерения углов излучения в области $\varphi_{0\epsilon} \approx 0 - 10^\circ$, а боковые лепестки обусловлены несогласованностью торца призмы с окружающим пространством, переотражениями излучения от измерительного тракта и частичным просачиванием энергии из переходов ДВ – металлический волновод.

Для призм с $2\Delta' > \lambda$ начинает выполняться закон полного внутреннего отражения, и значительная доля энергии сосредоточена в диэлектрике. Углы излучения из торца увеличиваются и приближаются к расчетным значениям, определенным по законам лучевой оптики ($\varphi_{0\epsilon} \approx 60^\circ$ при $\gamma_{0\epsilon} \approx 37^\circ$). При этом в диаграммах излучения, в результате усиления связи с ДВ в области критиче-

ских частот может проявляться спектр волн, возбуждаемых в диэлектрике [16]. В частности, для получения представленной на рис. 2 (график 2, $2\Delta' \approx \lambda$) диаграммы излучения многомодового режима возбуждались волны с индексами $m = 0, 1, \dots, 6$ при $f_{кр}^{(5)} = 62,3$ ГГц, $f_{кр}^{(6)} = 75$ ГГц.

Нанесение на боковую грань призмы ленточной экранирующей решетки приводит к снижению интенсивности излучения на 20–30% вследствие уменьшения степени связи с ДВ. При этом возрастает эффективная толщина призмы, что для неизменной толщины диэлектрика в области значений $\Delta < \lambda$ приводит к возбуждению дополнительных типов волн, изменению направления излучения и ширины диаграмм направленности.

Поскольку при использовании МДС в устройствах типа дифракционно-черенковских генераторов основной задачей является обеспечение высокой концентрации поверхностных полей в области движения ЭП и направление основной доли энергии ДЧИ в объем ОР, то целесообразно определение возможности накопления энергии в призме при экранировке ее торцов. Установлено, что оптимальными с этой точки зрения являются значения $\Delta > \lambda$, для которых наблюдается минимальное излучение энергии из боковой поверхности при выполнении резонансного условия (4). В качестве примера на рис. 3 приведено распределение излучения в свободном пространстве для призм с экранированными торцами толщиной $0,7\lambda$ (график 1) и 3λ (график 2) при возбуждении ДВ на частоте $f = 70$ ГГц.

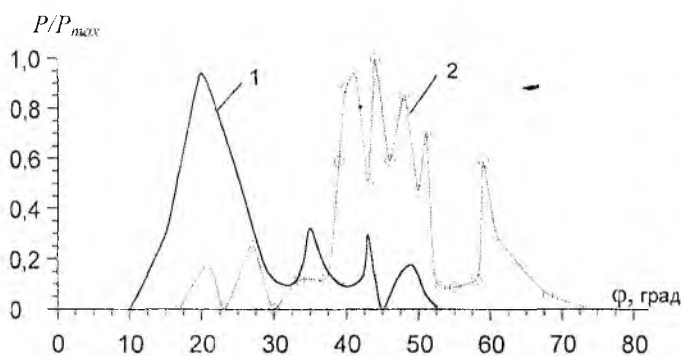


Рис. 2

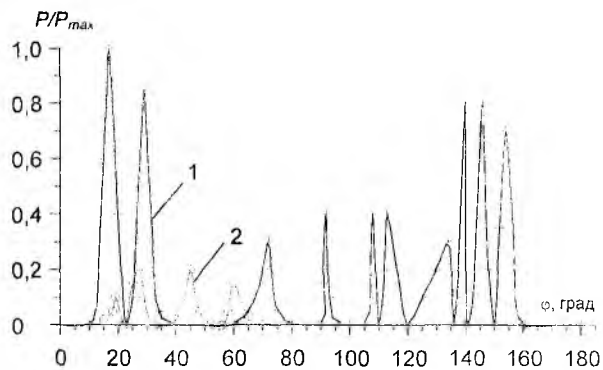
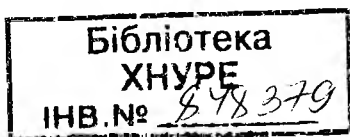


Рис. 3

Из графиков видно, что для малых значений Δ в окружающее пространство может поступать значительная доля энергии в области углов излучения $\varphi_{0\epsilon} = 10 - 160^\circ$. С увеличением толщины призмы доля энергии в диэлектрике возрастает, а в окружающем пространстве уменьшается. К аналогичному эффекту приводит также увеличение частоты возбуждения системы в результате уменьшения углов $\gamma_{0\epsilon}$, что свидетельствует о возможности обеспечения резонансного накопления энергии в экранированной призме при соответствующем выборе параметров Δ , ϵ и f .

Дифракционно-черенковский режим моделирования был реализован на гармониках с $n = 0, -1$, излучаемых в диэлектрик, и гармонике с $n = -1$, излучаемой в свободное пространство. При этом гармоники с $n = -1$ излучались под углами, близкими к нормали ($\varphi_{-n} = \gamma_{n\epsilon} \approx 90^\circ$, см. рис. 1) относительно плоскости ДР, что было обусловлено необходимостью дальнейшего моделирования ДЧИ в ОР (модель дифракционно-черенковского генератора [2, 3]).

На рис. 4, а представлена диаграмма направленности нормального излучения при выполнении условия (5) для значения $\Delta \approx \lambda/4$, соответствующего возбуждению на частоте $f = 74$ ГГц волн с индексами $m = 0, 1$ ($f_{кр}^{(1)} = 62,3$ ГГц). МДС возбуждалась в близком к одномодовому режиме, и излучение от ДР без искажений поступало в окружающее пространство.



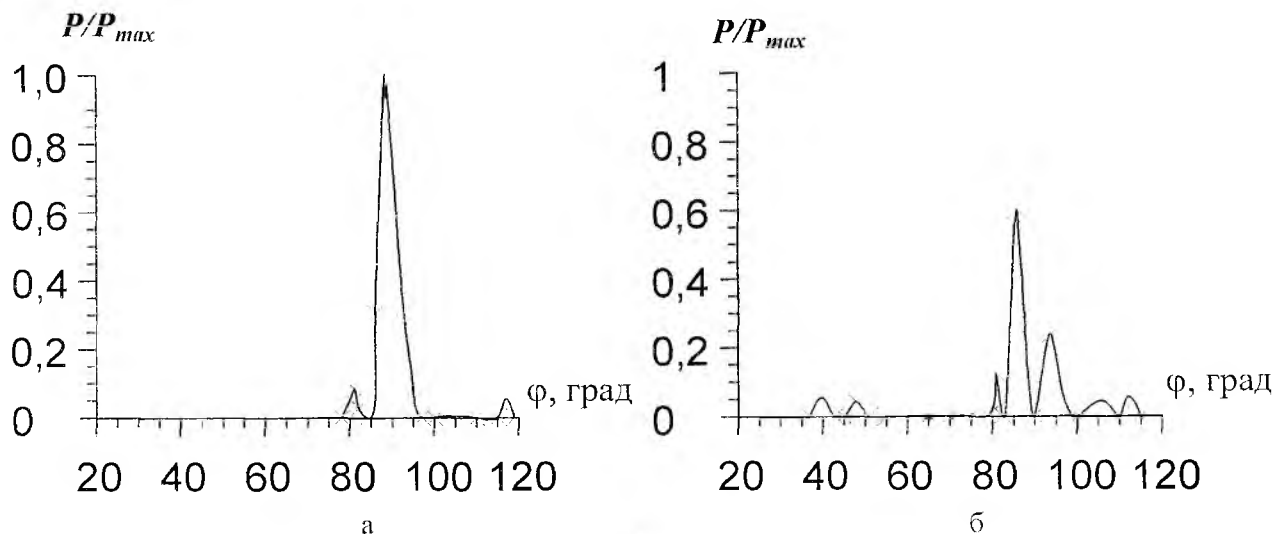


Рис. 4

С увеличением толщины призмы возникают дополнительные волны, которые при $f \geq f_{кр}$ распространяются вблизи поверхности диэлектрика с различными фазовыми скоростями. Эти волны, трансформируясь на ДР в объемные, могут приводить к появлению дополнительных лепестков [13]. Картина такого режима излучения из МДС показана на рис. 4, б ($\Delta \approx 3\lambda$, $m = 0, 1, \dots, 11$, $f_{кр}^{(9-11)} \approx 57 - 69$ ГГц). Наблюдаемое в области малых углов излучение обусловлено частичным проникновением энергии гармоники с $n = 0$ в окружающее пространство.

Отличительной особенностью МДС малой толщины является критичность ее электродинамических свойств при отклонении углов излучения от нормали в большую сторону. В качестве примера на рис. 5 показана диаграмма направленности ДЧИ для призмы с $\Delta = \lambda/4$ при $f = 70$ ГГц, соответствующей расчетным значениям углов излучения $\gamma_{-1\varepsilon} \approx 93^\circ$ и $\gamma_{0\varepsilon} \approx 38^\circ$.

Видно, что данная диаграмма направленности по сравнению с диаграммой, представленной рис. 4, а, становится многолепестковой. Наличие интерференционных явлений в системе МДС – ДВ обусловлено как фоном излучения через боковую поверхность призмы гармоники с $n = 0$ (рис. 3), так и появлением обратных волн, вызванных излучением энергии в диэлектрик и свободное пространство под углами $\gamma_{-n\varepsilon} > 90^\circ$ (рис. 1). Для режимов излучения $\gamma_{-n\varepsilon} < 90^\circ$ ($f > 74$ ГГц) интерференционные явления в системе МДС – ДВ уменьшаются, и диаграмма направленности аналогична рис. 4, а.

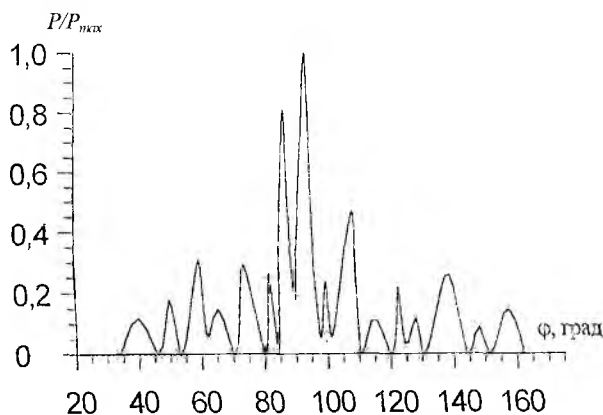


Рис. 5

Общим свойством исследуемых МДС является снижение интенсивности излучения в несколько раз для призм с $\Delta \approx \lambda$, что обусловлено возбуждением системы на частотах $f \gg f_{кр}$ и уменьшением связи с ДВ. В частности, из соотношения (2) следует, что при $\Delta = 0,7\lambda$ в МДС при $f = 74$ ГГц возбуждаются волны с индексами $m = 0, 1, 2$ ($f_{кр}^{(1)} = 25$ ГГц, $f_{кр}^{(2)} = 50$ ГГц), основная доля энергии которых сосредоточена внутри диэлектрика. Иная ситуация наблюдается при небольшом превышении рабочей частоты над $f_{кр}$, когда основная доля энергии волны сосредоточена вблизи поверхности диэлектрика и реализуется режим максимальной связи МДС с ДВ. Так, например, для $\Delta = 3\lambda$ при возбуждении ДВ на частоте $f \approx f_{кр}^{(1)} \approx 69$ ГГц наблюдалось увеличение интенсивности основного лепестка излучения более чем в 8 раз по отношению к режиму $f \gg f_{кр}$.

Предыдущие исследования были посвящены изучению полей системы МДС – ДВ в дальней зоне. Экспериментальное исследование ближних полей важно по причине выяснения механизмов преобразования поверхностных волн в объемные.

На рис. 6 представлены характерные для исследуемых МДС относительные значения амплитудных распределений напряженностей ближних полей ($|E/E_{\max}|^2$) по оси x , которые свидетельствуют об отсутствии волновых процессов в поперечном направлении системы. Наблюдаемый максимум обусловлен спецификой формирования диаграмм направленности излучения системой ДР – ДВ [1, 13] и не определяет зависимости электромагнитного поля волн, распространяющихся вдоль оси y , от координаты x , что качественно коррелирует с рассмотренной выше волновой моделью.

Распределение полей вдоль оси y характеризуется резонансным и нерезонансным режимами возбуждения МДС, которые представлены на рис. 7 (графики 1 и 2 – для призмы из фторопласта, график 3 – для призмы из поликора).

В режиме нормального излучения для МДС из фторопласта выполняется условие дифракции Брэгга (5) и система вследствие появления обратной волны становится резонансной. Распределение поля имеет два максимальных значения (график 1 – рис. 7), обусловленных наличием двух связанных волн с близкими фазовыми скоростями. При этом доля энергии в диэлектрике возрастает, что приводит к уменьшению амплитуды ближних полей и мощности излучения.

При излучении под углом наблюдается режим бегущей волны (графики 2, 3 – рис. 7). Для начальной области МДС возрастает амплитуда, что свидетельствует о высокой эффективности отбора мощности от ДВ на излучение. Последующие элементы гребенки хотя и продолжают отбирать энергию, но уже возбуждаются волной меньшей амплитуды, и вдоль оси y наблюдается спадание интенсивности поля. Присутствующие в огибающей напряженности поля пространственные биения вызваны многомодовостью МДС.

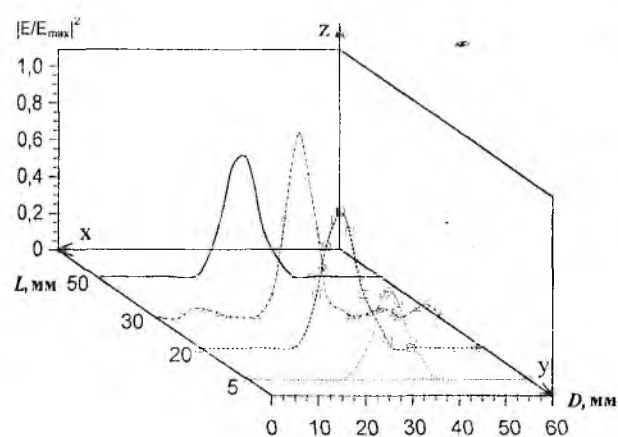


Рис. 6

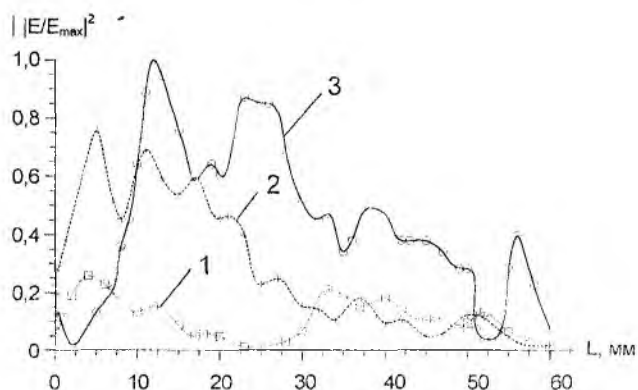


Рис. 7

Заключение

Рассмотрена волновая модель ДЧИ, которая основана на аналогии формирования волн в пространственно ограниченных МДС и плоском диэлектрическом волноводе, а также концепции взаимодействия связанных волн, возбуждаемых в системе. Описанные на основе модели физические процессы экспериментально подтверждены волновым моделированием излучений на диэлектрических призмах различных сечений. Установлено, что существенное влияние на характеристики ДЧИ оказывают многомодовость системы, возможность появления обратных волн и наличие волн с критическими частотами, близкими к частоте возбуждения излучения.

Полученные результаты позволяют дать ряд практических рекомендаций по выбору параметров МДС при моделировании условий возбуждения колебаний в электродинамических системах черенковских и дифракционно-черенковских генераторов [2, 3].

При реализации модели черенковского генератора целесообразно использовать призмы толщиной $\Delta > \lambda$, для которых возможно резонансное накопление энергий в диэлектрике с минимальным излучением в окружающее пространство.

Для модели дифракционно-черенковского генератора минимальные искажения диаграмм направленности наблюдаются при излучении по нормали в одномодовом режиме возбуждения МДС, а максимальное преобразование энергии ДВ в энергию излучения достигается при параметрах системы, исключающих проявление дифракции Брэгга вблизи критических частот МДС.

В заключение автор выражает благодарность проф. Цвыку А.И. за полезное обсуждение данной работы и канд. физ.-мат. наук Рубану А.И. за помощь в проведении экспериментов.

Список литературы: 1. Генераторы дифракционного излучения / Под. ред. В.П. Шестопалова. К. Наук. думка, 1991. 320 с. 2. Исследование возможности повышения эффективности взаимодействия электронов с СВЧ полями в резонансных приборах О-типа / Воробьев Г.С., Нестеренко А.В., Пушкарев К.А., Цвык А.И. // Сб. науч. трудов: Современные проблемы прикладной физики К.: УМК ВО. 1992. С.101-117. 3. Применение металлодиэлектрических структур в электронике КВЧ / Воробьев Г.С., Макеев О.С., Пушкарев К.А., Цвык А.И. // Вісник СумДУ. 1996. № 1(5). С.17-22. 4. Николаенко Л.И., Цвык А.И. Влияние диэлектрического слоя на возбуждаемое излучение в периодической структуре с потерями // Радиотехника. 1971. Вып. 19. С.101-107. 5. Vorobyov G.S., Tzyuk A.I., Pushkaryov K.A., and Makeyev O.S. Scattering of electron stream waves on metal-dielectric periodic structures // Infrared and Millimeter Waves. 1996. Vol.17. No. 10. P. 1761-1768. 6. Воробьев Г.С., Пушкарев К.А., Цвык А.И. Численный анализ экранирующих свойств дифракционной решетки при возбуждении электронным потоком излучения на металлодиэлектрических структурах // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42. № 2. С. 738-740. 7. Моделирование трансформации поверхностных волн электронного потока в объемные волны на металлодиэлектрических электродинамических структурах / Воробьев Г.С., Макеев О.С., Пушкарев К.А., Цвык А.И. // Вісник СумДУ. 1996. № 2(6). С. 28-32. 8. Харьковский С.Н. Распределенная связь диэлектрических волноводов с квазиоптическими диэлектрическими резонаторами. Х.: 1992. 18 с. (Препр./ ИРЭАН Украины; № 95-5). 9. Взятышев В.Ф. Диэлектрические волноводы. М.: Сов. радио, 1970. 216 с. 10. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с. 11. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ. М.: Высш. шк., 1990. 335 с. 12. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шматько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. М.: Радио и связь, 1990. 224 с. 13. Шестопалов В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники: Т.1. Открытые структуры. К.: Наук. думка. 1985. 216 с. 14. Голант М.Б., Бобровский Ю.Л. Генераторы СВЧ малой мощности. Вопросы оптимизации параметров. /Под ред. Н.Д. Девяткова. М.: Сов. радио, 1977. 336 с. 15. О характеристиках генератора дифракционного излучения с многократным пролетом электронов / Воробьев Г.С., Нестеренко А.В., Цвык А.И., Шестопалов В.П. // Радиотехника и электроника. 1983. Т.28. № 28. С 1611-1616. 16. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. Харьков: Вища школа, 1976. 231 с. 17. Конструирование экранов и СВЧ устройств / Чернушенко А.М., Петров Б.В., Малорацкий Л.Г. и др. М.: Радио и связь, 1990. 352 с. 18. Энергетические характеристики дифракционного излучения в металлодиэлектрическом канале / Воробьев Г.С., Пушкарев К.А., Рубан А.И., Цвык А.И. // Изв. вузов. Радиотехника. 1999. Т. 42. № 9-10. С.62-66.

Сумской государственный университет

Поступила в редколлегию 23.05.2000

ЕФЕКТИВНІСТЬ ФІЛЬТРАЦІЇ ФАЗОМОДУЛЬОВАНИХ СИГНАЛІВ В КЛАСІ СТЕПЕНЕВИХ ПОЛІНОМІАЛЬНИХ ФУНКЦІОНАЛЬНИХ ОПЕРАТОРІВ ЗІ СТАЛИМИ КОЕФІЦІЄНТАМИ

Вступ. Одним з найважливіших питань аналізу системи фільтрації є ефективність її роботи в різноманітних умовах експлуатації. Розв'язання цієї задачі дозволяє обрати найпродуктивніший конструктивний варіант тієї чи іншої системи, оцінити віддачу від її ускладнення чи, навпаки, втрати від спрощення. В той же час питання ефективності фільтрації є досить складною математичною задачею, загальний розв'язок якої потребує додаткового розгляду, для того щоб він міг бути використаний в кожному конкретному випадку.

Постановка задачі. Проаналізуємо, як змінюються характеристики степеневих поліноміальних фільтрів в залежності від зміни статистичних характеристик шуму в каналі зв'язку. Оцінимо також ефективність підвищення степеня полінома в залежності від розподілу шуму. Порівняємо роботу вказаного фільтра з відповідним безінерційним фільтром. Перевіримо отримані результати за допомогою імітаційної моделі системи фільтрації. Розв'язання цих задач будемо проводити, покладаючи, що досліджуваний фільтр включено як ланку приймальної частини системи зв'язку з фазовою модуляцією.

Розв'язання. Фільтр з оператором фільтрації

$$\eta_s(t) = \sum_{i=1}^s \frac{k_i}{T} \int_{t-T}^t \xi_0^i(\tau) d\tau, \quad (1)$$

де $\xi(\tau) = x(\tau) + n(\tau)$ – процес на вході фільтра, який є адитивною сумішшю корисного сигналу $x(\tau)$ та шуму каналу $n(\tau)$; $\xi_0^i(\tau) = \xi^i(\tau) - M(\xi^i(\tau))$, $i = \overline{1, s}$, M – символ математичного сподівання;

T – інтервал спостереження; k_i , $i = \overline{1, s}$ – сталі коефіцієнти фільтра, $\eta_s(t)$ – процес на виході фільтра, s – порядок фільтра, будемо називати степеневим поліноміальним функціональним фільтром зі сталими коефіцієнтами або стаціонарним степеневим поліноміальним функціональним фільтром (ССПФФ).

З [1] відомо, що за умови стаціонарності та стаціонарної зв'язаності процесів $x(\tau)$ і $n(\tau)$ до порядку $2s$ включно, оптимальні за критерієм мінімуму середньоквадратичної похибки фільтрації коефіцієнти фільтра знаходять з умови

$$\Phi K = G, \quad (2)$$

де $\Phi = [\phi_{i,j}]_{i,j=\overline{1,s}}$, $\phi_{i,j} = M(V_i V_j)$; $V_k = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t \xi_0^k(\tau) d\tau$, $k = \overline{1, s}$; $G = [g_i]_{i=\overline{1,s}}$, $g_i = M(x V_i)$;

$K = [k_i]_{i=\overline{1,s}}^T$ – матриця-стовпець невідомих коефіцієнтів фільтра.

Тоді мінімальне значення середньоквадратичної похибки фільтрації згідно з [1] становитиме

$$\sigma_s^2 = \kappa_2^{(x)} - 2 \sum_{i=1}^s k_i g_i + \sum_{i=1}^s \sum_{j=1}^s k_i k_j \phi_{i,j}, \quad (3)$$

де символ $\kappa_{p_1, p_2, \dots, p_m}^{(h)}$ означає кумулянт порядку $p = p_1 + p_2 + \dots + p_m$ процесу h і у випадку стаціонарного h залежить від $m-1$ змінних часу.

Граничним переходом у формулі (1) при $T \rightarrow 0$ у відповідності до [2] отримаємо фільтр з оператором фільтрації:

$$\eta_s(t) = \sum_{i=1}^s k_i \xi_0^i(t), \quad (4)$$

який будемо називати безінерційним степеневим поліноміальним фільтром (БСПФ) порядку s . Для даного типу фільтрів в формулах (2) і (3), що визначають оптимальні коефіцієнти та похибку фільтрації, слід замінити вираз V_k на $V_k = \xi_0^k(t)$.

В подальшому будемо розглядати фільтри, порядок яких не перевищує 3. За умов незалежності, стаціонарності і рівності нулю математичного сподівання процесів $x(\tau)$ і $n(\tau)$, обчислимо для них елементи матриць Φ і G :

$$\begin{aligned}\phi_{1,1} &= \frac{1}{T} \int_{-T}^T \left(1 - \frac{|\tau|}{T}\right) \kappa_{1,1}^{(\xi)}(\tau) d\tau; \quad \phi_{1,2} = \frac{1}{T} \int_{-T}^T \left(1 - \frac{|\tau|}{T}\right) \kappa_{1,2}^{(\xi)}(\tau) d\tau; \\ \phi_{1,3} &= \frac{1}{T} \int_{-T}^T \left(1 - \frac{|\tau|}{T}\right) \left(\kappa_{1,3}^{(\xi)}(\tau) + 3\kappa_{1,1}^{(\xi)}(\tau) \kappa_2^{(\xi)}(\tau) \right) d\tau; \quad \phi_{2,2} = \frac{1}{T} \int_{-T}^T \left(1 - \frac{|\tau|}{T}\right) \left(\kappa_{2,2}^{(\xi)}(\tau) + 2\kappa_{1,1}^{(\xi)2}(\tau) \right) d\tau; \\ \phi_{2,3} &= \frac{1}{T} \int_{-T}^T \left(1 - \frac{|\tau|}{T}\right) \left(\kappa_{2,3}^{(\xi)}(\tau) + 3\kappa_{2,1}^{(\xi)}(\tau) \kappa_2^{(\xi)}(\tau) + 6\kappa_{1,1}^{(\xi)}(\tau) \kappa_{1,2}^{(\xi)}(\tau) \right) d\tau; \\ \phi_{3,3} &= \frac{1}{T} \int_{-T}^T \left(1 - \frac{|\tau|}{T}\right) \left(\kappa_{3,3}^{(\xi)}(\tau) + 9\kappa_{2,1}^{(\xi)}(\tau) \kappa_{1,2}^{(\xi)}(\tau) + \right. \\ &\quad \left. + 3\kappa_{1,1}^{(\xi)}(\tau) \left(3\kappa_{2,2}^{(\xi)}(\tau) + 2\kappa_{1,1}^{(\xi)2}(\tau) + 3\kappa_2^{(\xi)2}(\tau) \right) + 3\kappa_2^{(\xi)}(\tau) \left(\kappa_{3,1}^{(\xi)}(\tau) + \kappa_{1,3}^{(\xi)}(\tau) \right) \right) d\tau; \\ g_1 &= \frac{1}{T} \int_{-T}^0 \kappa_{1,1}^{(x)}(\tau) d\tau; \quad g_2 = \frac{1}{T} \int_{-T}^0 \kappa_{1,2}^{(x)}(\tau) d\tau; \quad g_3 = \frac{1}{T} \int_{-T}^0 \left(\kappa_{1,3}^{(x)}(\tau) + 3\kappa_{1,1}^{(x)}(\tau) \left(\kappa_2^{(x)} + \kappa_2^{(n)} \right) \right) d\tau.\end{aligned}\tag{5}$$

Елементи матриці Φ , які знаходяться нижче головної діагоналі, отримуємо шляхом перестановки індексів у лівих і правих частинах формул (5).

Для БСПФ формули (5) набувають вигляду відповідних підінтегральних функцій, обчислених в точці $\tau = 0$.

З [3] відомі кумулянтні функції фазомодульованого сигналу виду

$$x(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \Delta\varphi \lambda(t)),\tag{6}$$

де A_0 , ω_0 , φ_0 – відповідно амплітуда, частота і початкова фаза сигналу; $\Delta\varphi$ – сталий коефіцієнт; $\lambda(t)$ – модулююча функція. Наведемо ті з них, які приймають участь у формулах (5):

$$\begin{aligned}\kappa_1^{(x)} &= 0; \quad \kappa_2^{(x)} = \frac{A^2}{2}; \quad \kappa_3^{(x)} = 0; \quad \kappa_{1,1}^{(x)}(t) = \frac{A^2}{2} \Psi(1, t); \quad \kappa_{1,2}^{(x)}(t) = 0; \\ \kappa_{1,3}^{(x)}(t) &= -\frac{3A^4}{8} \Psi(1, t); \quad \kappa_{2,2}^{(x)}(t) = \frac{A^4}{8} (\Psi(2, t) - 4\Psi^2(1, t)); \quad \kappa_{2,3} = 0; \\ \kappa_{3,3}^{(x)}(t) &= \frac{A^6}{32} (\Psi(3, t) + 9\Psi(1, t) - 18\Psi(1, t)\Psi(2, t) + 48\Psi^3(1, t)),\end{aligned}\tag{7}$$

де функція $\Psi(k, t)$, $k \in \mathbb{N}$, $t \in \mathbb{R}$ за умови, що $\lambda(t)$ – стаціонарний гауссовий процес, має вигляд $\Psi(k, t) = \cos k\omega_0 t \cdot \exp(-k^2 \Delta\varphi^2 D_\lambda (1 - r_\lambda(t)))$, де $D_\lambda = \kappa_2^{(\lambda)}$ – дисперсія, а $r_\lambda(t)$ – нормована кореляційна функція модулюючого процесу.

В якості математичної моделі шумового процесу $n(t)$ будемо розглядати процес, заданий такою кумулянтною матрицею:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & \kappa_2^{(n)} = D_n & \kappa_3^{(n)} & \dots \\ 0 & \kappa_{1,1}^{(n)}(t) = \kappa_2^{(n)} r_n(t) & \kappa_{1,2}^{(n)}(t) = \kappa_3^{(n)} r_n(t) & \kappa_{1,3}^{(n)}(t) = \kappa_4^{(n)} r_n(t) & \dots \\ \kappa_2^{(n)} = D_n & \kappa_{2,1}^{(n)}(t) = \kappa_3^{(n)} r_n(t) & \kappa_{2,2}^{(n)}(t) = \kappa_4^{(n)} r_n(t) & \kappa_{2,3}^{(n)}(t) = \kappa_5^{(n)} r_n(t) & \dots \\ \kappa_3^{(n)} & \kappa_{3,1}^{(n)}(t) = \kappa_4^{(n)} r_n(t) & \kappa_{3,2}^{(n)}(t) = \kappa_5^{(n)} r_n(t) & \kappa_{3,3}^{(n)}(t) = \kappa_6^{(n)} r_n(t) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}, \quad (8)$$

де D_n – дисперсія, а $r_n(t)$ – нормована кореляційна функція шумового процесу. Позначивши

$\gamma_i^{(h)} = \frac{\kappa_i^{(h)}}{\sqrt{D_h^{(h)}}}$, $i \in N$ – кумулянтний коефіцієнт процесу h , можемо записати, що

$\kappa_{i,j}^{(n)}(t) = \gamma_{i+j}^{(n)} \sqrt{D_n^{i+j}} r_n(t)$, $i, j \in N$. Вибір математичної моделі елементів матриці (8) повинен здійснюватися таким чином, щоб виконувалась умова додатної напіввизначеності головних мінорів даної матриці при довільному t , яка впливає з властивостей кумулянтних функцій.

Отже, моделі кореляційних функцій оберемо відповідно

$$r_\lambda(t) = \cos \omega_\lambda t \cdot \exp(-\alpha|t|), \quad \alpha > 0; \quad (9)$$

$$r_n(t) = \exp(-\beta|t|), \quad \beta > 0. \quad (10)$$

Виходячи з викладених положень, проаналізуємо залежність коефіцієнта фільтрації

$E_s = 10 \lg \left(\frac{\sigma_s^2}{\kappa_2^{(n)}} \right)$ розглядуваного фільтра від зміни $q = \frac{\kappa_2^{(x)}}{\kappa_2^{(n)}}$ (відношення сигнал-шум) при різних

типах розподілу шумового процесу, зберігаючи всі інші параметри роботи фільтра, такі, як інтервал спостереження фільтра, частота несучого колювання, вид розподілу процесів тощо. Приклади графіків вказаних залежностей наведені на рис. 1.

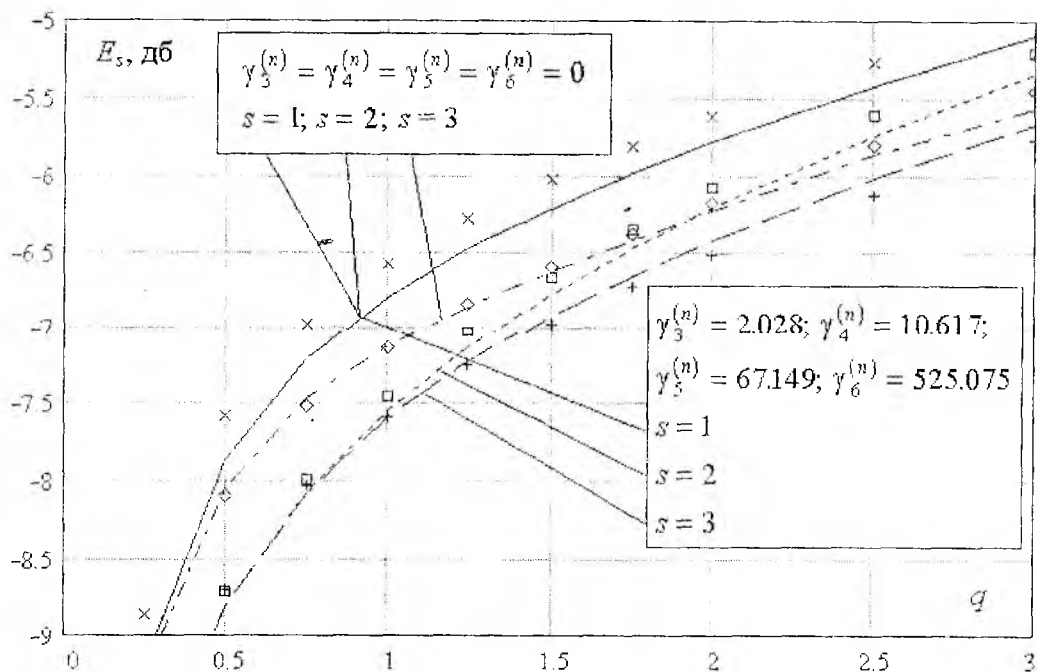


Рис. 1.

Розглядувана задача особлива тим, що корисний сигнал $x(t)$ має симетричний відносно нуля одновимірний розподіл з від'ємним ексцесом, що легко видно з функції (7). Тому у випадку симетричного одновимірного розподілу шуму фільтри першого і другого порядку не відрізняються один від одного. Очевидно також, що вигляд, а отже, і ефективність роботи фільтра першого порядку не залежить від виду одновимірного розподілу шуму. При гауссовому розподілі $n(t)$, крім того, спостерігається зменшення відмінності між коефіцієнтами фільтрації фільтра першого порядку E_1 (неперервна крива на рис. 1) і третього порядку E_3 (штрих-пунктирна крива на рис. 1) при зменшенні відношення сигнал-шум.

Слід відмітити також загальну тенденцію зростання ефективності фільтрації (зменшення коефіцієнта фільтрації) при зменшенні відношення сигнал-шум.

Припустимо, що кумулянти шумового процесу непарного порядку дорівнюють нулю, а кумулянти четвертого порядку набувають від'ємних значень, причому γ_6 має задовольняти нерівність [4]:

$$\gamma_6^{(n)} \geq \frac{\gamma_4^{(n)^3} - 7\gamma_4^{(n)^2} - 24\gamma_4^{(n)} - 12}{\gamma_4^{(n)} + 2}.$$

У даному випадку існує мінімум різниці $E_1(q) - E_3(q)$, який знаходиться в точці $q = \frac{\kappa_4^{(x)}}{\kappa_4^{(n)}}$.

В колі цієї точки, а також правіше від неї ефективність фільтрації гірша, ніж у гауссовому випадку, і погіршується зі зростанням модуля $\gamma_4^{(n)}$. Проте при малих q спостерігається істотне поліпшення фільтрації.

При додатних значеннях кумулянтів четвертого порядку збільшення $\gamma_4^{(n)}$ покращує фільтрацію при всіх рівнях q .

Зростання $\gamma_6^{(n)}$ від мінімально допустимого рівня веде до погіршення якості фільтрації.

Розглянемо тепер випадок несиметричного одновимірного розподілу шумового процесу.

Нехай $\gamma_4^{(n)} = \gamma_5^{(n)} = 0$, $\gamma_3^{(n)} \neq 0$, тоді різниця $E_2(q) - E_3(q)$ має мінімум, лівіше якого фільтри другого і третього порядку працюють краще фільтра третього порядку для гауссового шуму, і навпаки. При цьому збільшення $\gamma_6^{(n)}$ веде до зменшення відмінності в роботі фільтрів другого і третього порядків в наслідок погіршення роботи фільтра третього порядку.

Зростання значення $\gamma_4^{(n)}$ в даному випадку покращує роботу фільтрів другого і третього порядків у зоні великих значень q і погіршує в зоні малих q .

Зростання модуля $\gamma_5^{(n)}$ при збереженні сталого значення $\gamma_6^{(n)}$ призводить до поліпшення роботи фільтра третього порядку в зоні, що знаходиться лівіше точки мінімуму різниці $E_2(q) - E_3(q)$, у випадку одного знака $\gamma_5^{(n)}$ і $\gamma_3^{(n)}$, і навпаки, справа від вказаної точки мінімуму істотної зміни якості роботи даного фільтра не відбувається.

Зростання значення $\gamma_4^{(n)}$ в даному випадку покращує роботу фільтрів другого і третього порядків у зоні великих значень q і погіршує в зоні малих q .

Обмежений обсяг статті не дозволяє провести повний аналіз залежності ефективності фільтрації суміші сигналів $x(t)$ та $n(t)$ при всіх варіаціях статистичних параметрів шумового сигналу $n(t)$. Але наведені вище характеристики ілюструють складний характер таких залежностей. Потрібно вказати також на так висновки зі сказаного вище:

– негауссовий характер розподілу корисного сигналу приводить до істотного поліпшення якості фільтрації при підвищенні порядку фільтра до $s = 3$ навіть при гауссовому розподілі шумового процесу;

– при несиметричних розподілах шуму підвищення ефективності фільтрації може бути досягнуто також і при використанні фільтрів другого порядку;

– використання фільтрів третього порядку дає більш стабільне поліпшення коефіцієнта фільтрації в порівнянні з фільтром другого порядку, як при несиметричних, так і при симетричних розподілах шуму при різних відношеннях сигнал-шум.

Істотним фактором, який впливає на якість роботи фільтрів розглядуваного типу, є вибір інтервалу інтегрування T . На рис. 2 зображені криві, що ілюструють залежність $E_s(T)$ при фіксованому значенні $q = 2$. Неперервна крива відповідає фільтру першого порядку, крива з коротким штрихом – другого, крива з довгим штрихом – третього порядку (докладніше про параметри графіків див. нижче).

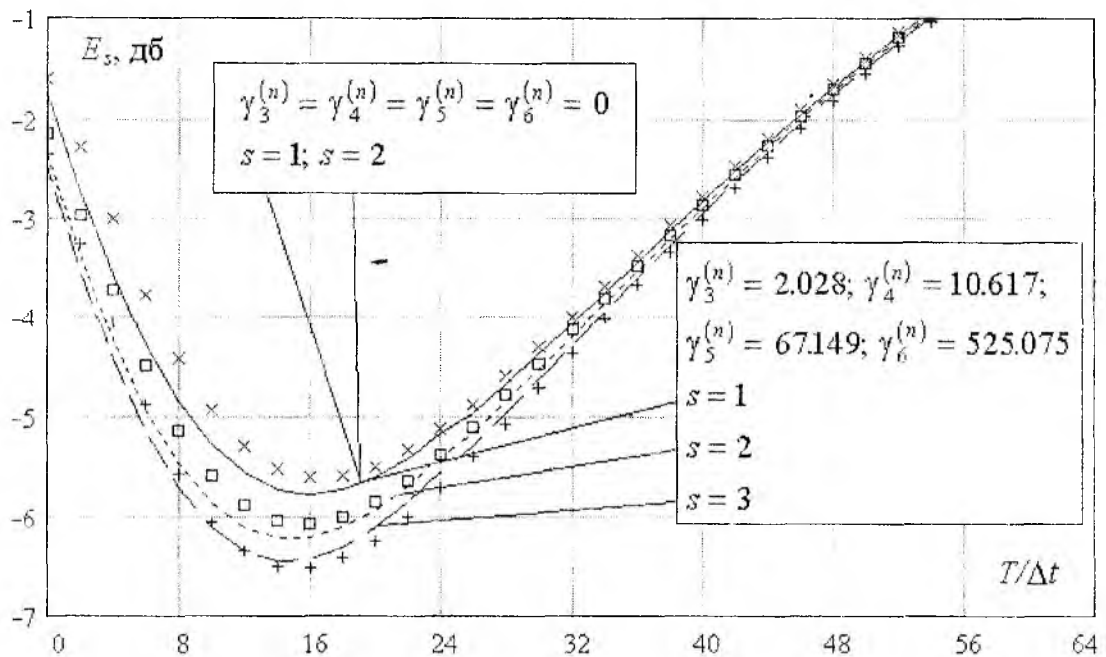


Рис. 2.

Проведений аналіз показує, що для кожного порядку фільтра існує точка мінімуму, якій відповідає оптимальний інтервал спостереження $T_{s \text{ opt}}$. При досить великих відношеннях сигнал-шум оптимальні інтервали для фільтрів порядку 1, 2 і 3 відрізняються несуттєво, тому можна говорити про один спільний оптимум. В колі цього оптимуму максимальною є різниця між коефіцієнтами фільтрації, що забезпечуються фільтрами різних порядків. Тому для отримання максимального ефекту від побудови фільтра більш високого порядку важливим є застосування в ньому оптимального інтервалу спостереження, який залежить згідно з [5] від виду кореляційних функцій процесів $x(t)$ та $n(t)$.

У випадку великої помилки при виборі інтервалу інтегрування коефіцієнт фільтрації відповідного функціонального фільтра може виявитись гіршим, ніж у випадку безінерційного фільтра виду (4) (на рис. 2 відповідає $T = 0$), а в деяких випадках навіть додатнім, що означає створення корисного сигналу сильніше, ніж до фільтрації. Аналіз показує, що зменшення відношення сигнал-шум веде до необхідності збільшення T , але в будь-якому випадку даний інтервал не повинен перевищувати половини періоду гармоніки сигналу на основній частоті ω_0 (див. формулу (6)).

Стосовно параметрів інформаційного сигналу слід зауважити, що збільшення D_λ , збільшення параметра α функції $r_\lambda(t)$, заданої формулою (9), тобто зменшення інтервалу кореляції, а також збільшення центральної частоти ω_λ інформаційного сигналу призводять до розтягування спектра модульованого сигналу, а отже, і до погіршення якості фільтрації. Особливо слід відмітити, що для до-

стагнійної завадостійкості системи зв'язку необхідно, щоб перевищення ω_0 над ω_λ сягало кількох порядків.

На ефективність роботи фільтра сильно впливає також вид кореляційних функцій сигналів $x(t)$ і $n(t)$. Перша додатна пелюстка кореляційної функції модульованого сигналу добре апроксимується

функцією $\frac{A^2}{2} \cos \omega_0 t$, тобто має цілком певну форму, відхилення від якої обумовлюються параметрами інформаційного сигналу $\lambda(t)$, про що вже було сказано вище. Тому визначальну роль при ви-

рішенні питання ефективності фільтрації відіграє форма кореляційної функції шумового сигналу.

Залишаючись в класі експоненціальних кореляційних функцій, дослідимо, як змінюється коефіцієнт фільтрації при зміні параметра β формули (10), який безпосередньо впливає на інтервал кореляції шуму. При збільшенні вказаного параметра інтервал кореляції зменшується, кореляційна функція наближається до дельта-функції, максимум спектра, який знаходиться на нульовій частоті, зменшується, а спектр все більш рівномірно розподіляється вздовж осі частот. При цьому доля енергії шуму, яка припадає на зону спектра сигналу $x(t)$, зменшується. В результаті ефективність роботи фільтрів всіх порядків зростає, однак виграш від застосування фільтрів більш високого порядку зменшується.

Збільшення інтервалу кореляції шуму, навпаки, концентрує енергію сигналу поблизу нульової частоти. Коли інтервал кореляції шумового процесу наближається до півперіоду несучого коливання, ефективність роботи фільтра істотно погіршується. Це пояснюється тим, що для ефективної фільтрації інтервал спостереження T бажано мати багато більший за інтервал кореляції шуму. З іншого боку T має бути багато менше ніж інтервал кореляції процесу $x(t)$. Неможливість одночасного виконання цих двох вимог при малих значеннях β і призводить до погіршення якості фільтрації.

Для підтвердження отриманих результатів досліджень у відповідності до обраної математичної моделі системи зв'язку була побудована її імітаційна модель у вигляді комплексу програмних засобів, що забезпечують:

- оцифровку звукового сигналу, що є інформаційним повідомленням $\lambda(t)$;
- генерацію випадкових послідовностей з заданими статистичними характеристиками одновимірного розподілу [6];
- внесення в отриману послідовність, що виконує роль сигналу $n(t)$, потрібного рівня кореляції у відповідності до формули (8);
- отримання послідовностей, що відповідають модульованому сигналу та суміші його з шумом;
- статистичну оцінку отриманих послідовностей, оцінку за методом найменших квадратів параметрів функцій, що апроксимують кореляційні функції сигналів;
- синтез коефіцієнтів фільтра відповідно до отриманих параметрів та теоретичну оцінку коефіцієнта фільтрації;
- розрахунок фільтрованої послідовності та відповідної експериментальної оцінки коефіцієнта фільтрації.

На рисунках, які наведені в роботі, зображені теоретичні та експериментальні криві, отримані по двох реалізаціях процесів.

Штрих-пунктирна теоретична крива та експериментальні точки, позначені ромбами на рис. 1, відповідають реалізації процесу $n(t)$ при гауссовому розподілі імовірностей для $s = 3$. Інші параметри системи такі: частота дискретизації сигналів 45158,4 кГц, $\omega_0 = 176,4$ кГц, $\omega_\lambda = 0,92$ кГц,

$D_\lambda = 1$, $a = 3,4$, $b = 2 \cdot 10^3$, $T = 16\Delta t$ с, де Δt – інтервал дискретизації сигналів.

Інші три пари кривих, а саме: неперервна та символи “ $\times$ ”, з коротким штрихом та символи “ $\square$ ”, з довгим штрихом та символи “ $+$ ” відповідають теоретичним та експериментальним коефіцієнтам фільтрації фільтрів першого, другого та третього порядку для негауссового шуму з параметрами $\gamma_3^{(n)} = 2,028$, $\gamma_4^{(n)} = 10,617$, $\gamma_5^{(n)} = 67,149$, $\gamma_6^{(n)} = 525,075$ при збереженні всіх інших параметрів роботи моделі.

На рис. 2 збережені вказані вище позначення з тією особливістю, що даний рисунок ілюструє залежність коефіцієнтів фільтрації різних порядків від зміни T від нуля (безінерційний фільтр) до 64 періодів дискретизації сигналів, що відповідає 0,25 періоду основної гармоніки корисного сигналу, при фіксованому $q = 2$.

Не зважаючи на наявність випадкових флюктуацій, що пов'язані з помилками, які вносяться дискретизацією сигналів, помилками апроксимації тощо, можна стверджувати, що експериментальні результати добре узгоджуються з теоретичними розрахунками.

Висновок.

Проведений синтез та подальший аналіз степеневих функціональних фільтрів з сталими коефіцієнтами вищих порядків показує, що при оптимальному виборі інтервалу спостереження досягається істотний вигравш в якості фільтрації в порівнянні з безінерційним фільтром. Негауссовий характер корисного сигналу призводить до підвищення якості фільтрації з ростом порядку фільтра незалежно від розподілу шумового процесу. На якість фільтрації істотний вплив мають спектральні характеристики інформаційного та шумового сигналів. Теоретичні положення отримали підтвердження за допомогою імітаційного моделювання досліджуваної системи.

Список літератури: 1. Первунінський С.М. Степеневі поліноміальні функціональні фільтри з сталими коефіцієнтами. // Експрес-новини: наука, техніка, виробництво. 1997. № 17-18. С.15-16. 2. Первунінський С.М. Безінерційна фільтрація негауссівських випадкових процесів // Експрес-новини: наука, техніка, виробництво. 1997. № 17-18. С.16-17. 3. Первунінський С.М., Дідковський Р.М. Визначення двовимірних кумулянтних функцій сигналів з фазовою модуляцією та їх спектрів // Радіотехніка. 2000. Вип. 114. С. 163-168. 4. Дідковський Р.М., Первунінський С.М. Граничні значення кумулянтів негауссових випадкових величин // Вісник ХГПУ. 1999. Вип. 70. С. 71-76. 5. Виленкин С.Я. Статистическая обработка результатов исследования случайных функций. М.: Энергия, 1979. 320 с. 6. Дідковський Р.М. Поліноміальні перетворення гауссових випадкових послідовностей // Вісн. ЧІТІ. 1999. №4. С. 20-25.

Черкаський інженерно-технологічний інститут

Поступила в редакцію 12.06.2000

О ФОРМУЛАХ ДИСКРЕТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАПЛАСА, ФУРЬЕ, Z-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ И ИХ ПРИМЕНЕНИИ

Для непрерывного сигнала $x(t)$, существующего ($x(t) \neq 0$) при $0 < t < \infty$ преобразования Лапласа и Фурье соответственно имеют вид

$$X(p) = \int_0^{\infty} x(t) e^{-pt} dt, \quad (1)$$

$$X(j\omega) = \int_0^{\infty} x(t) e^{-j\omega t} dt, \quad (2)$$

где изображения $X(p)$ и $X(j\omega)$ изменяют размерность по сравнению с оригиналом $x[t]$ в [с] за счет dt . Например, для $x(t) = 1(t)$ изображения $X(p) = p^{-1}$; $X(j\omega) = (j\omega)^{-1}$ имеют размерность [с].

При записи решетчатой функции $x^*(t) = x[nT]$ от непрерывного сигнала $x(t)$ вместо непрерывного времени t пишут nT , где T – интервал (шаг) квантования непрерывного времени $t = nT$, $n = 0, 1, 2, \dots, \infty$. Размерность решетчатой функции $x[nT]$ остается такой же, как и у непрерывного сигнала $x(t)$ – по шкале оси ординат. В этом случае в формулах (1, 2) изображений Лапласа и Фурье вместо $x(t)$ пишем $x[nT]$, дифференциал dt непрерывного времени t из бесконечно малой переходит в конечную разность, равную T , а интеграл – в сумму, т.е. преобразования Лапласа и Фурье (1, 2) для решетчатой функции $x[nT]$ становятся дискретными и принимают соответственно вид:

$$X^*(p) = X(e^{pT}) = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] e^{-pnT} T, \quad (3)$$

$$X^*(j\omega) = X(e^{j\omega T}) = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] e^{-j\omega nT} T. \quad (4)$$

Эти формулы отличаются множителем T от соответствующих формул дискретных преобразований Лапласа, Фурье, применяемых в работах, в том числе [1÷4]:

$$X^*(p) = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] e^{-pnT}, \quad (5)$$

$$X^*(j\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] e^{-j\omega nT}. \quad (6)$$

Размерности дискретных изображений $X^*(p)$, $X^*(j\omega)$ от решетчатой функции $x[nT]$ в равенствах (3,4) за счет T аналогично формулам (1, 2) изменяются в [с], в формулах (5, 6) они имеют размерность сигнала $x[nT]$. Кроме того, их модули отличаются на множитель T . Например, для единичной решетчатой функции $x[nT] = 1[nT]$, дискретные изображения в соответствии с формулами (3,4) имеют вид:

$$X^*(p) = T e^{pT} (e^{pT} - 1)^{-1}; \quad X^*(j\omega) = T e^{j\omega T} (e^{j\omega T} - 1)^{-1}; \quad (7)$$

в соответствии с формулами (5, 6):

$$X^*(p) = e^{pT} (e^{pT} - 1)^{-1}; \quad X^*(j\omega) = e^{j\omega T} (e^{j\omega T} - 1)^{-1}. \quad (8)$$

Для решетчатых функций $x[nT]$ применяют Z-преобразование, которое используя соотношение

$$e^{pT} = e^{j\omega T} = Z, \quad (9)$$

можно записать из формул (3, 4) в виде:

$$X(Z) = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] Z^{-n} T, \quad (10)$$

из формул (5, 6) в виде

$$X(Z) = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] Z^{-n}. \quad (11)$$

Как известно, для записи дискретных сигналов $x[nT]$ из непрерывных $x(t)$ в модуляционной форме применяют последовательность дельта-функций Дирака, используя при этом только их "фильтрующее" свойство

$$x(t)\delta(t-a) = x(a)\delta(t-a) \neq x(a) \quad (12)$$

В [1-4] эта запись имеет вид

$$x(nT) = x(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT) = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] \delta(t-nT) \neq x[nT], \quad (13)$$

то есть является ошибочной, так как справа аналогично формуле (12) выражение (13) не может быть равно $x[nT]$. Здесь используется только первое свойство дельта-функции – она отлична от нуля (и притом бесконечна) только при $t = nT$. В такой записи решетчатая функция имеет размерность непрерывного сигнала $x(t)$, умноженную на $[c^{-1}]$ за счет размерности дельта-функций. Это легко видеть, если последовательность дельта-функций представить рядом Фурье

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT) = T^{-1} \sum_{r=-\infty}^{\infty} e^{jr\omega_0 t}, \quad (14)$$

где $\omega_0 = 2\pi T^{-1}$; $e^{jr\omega_0 t}$ – безразмерная функция; T имеет размерность $[c]$.

Вторая форма записи решетчатой функции $x[nT]$ в соответствии с правой частью выражения (14) в [1-4] имеет вид:

$$x[nT] = x(t) T^{-1} \sum_{r=-\infty}^{\infty} e^{jr\omega_0 t}, \quad (15)$$

где повторяется ошибочность выражения (13). Для получения безразмерной последовательности дельта-функций необходимо левую и правую части формулы (14) умножить на T , т. е.

$$\delta_T(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT)T = \sum_{r=-\infty}^{\infty} e^{jr\omega_0 t} = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \cos r\omega_0 t + j \sum_{r=-\infty}^{\infty} \sin r\omega_0 t, \quad (16)$$

Последовательность (16) в моменты $t = nT$ (моменты существования $\delta(t-nT)$) равна единице, так как в эти моменты $\cos rn2\pi = 1$, $\sin rn2\pi = 0$ при любом n, r ; эта запись подтверждает и внешственность дельта-функций.

Таким образом, правильная запись решетчатой функции в соответствии с двумя формами записи последовательности дельта-функций имеет вид

$$x[nT] = x(t)\delta_T(t) = x(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT)T = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] \delta(t-nT)T, \quad (17)$$

$$x[nT] = x(t) \sum_{r=-\infty}^{\infty} e^{jr\omega_0 t}. \quad (18)$$

Выражения (17, 18) являются одним из вариантов, вытекающим из единичного интегрального преобразования

$$\int_0^{\infty} x(t) \delta(t-a) dt = x(a), \quad (19)$$

в котором используются оба свойства дельта-функции (фильтрующее и интегральное). В соответствии с линейными свойствами интеграла выражение (19) применимо и для последовательности дельта-функций $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT)$. Если dt брать не как бесконечно малую, а как конечную разность $dt \rightarrow T$, то

интеграл заменим суммой, и в результате выражение (19) превращается в (17).

В записи выражений (17, 18) в отличие от (13, 15) предел последовательности импульсов $x[nT]$ при $T \rightarrow 0$ стремится к исходной непрерывной функции $x(t)$, так как, например, из формулы (17)

$$\lim_{T \rightarrow 0} x[nT] = \lim_{T \rightarrow 0} \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] \delta(t - nT) T = \int_0^{\infty} x(\tau) \delta(t - \tau) d\tau = x(t). \quad (20)$$

Формулы дискретных преобразований Лапласа, Фурье и в этом случае получим, применив их интегральную форму (1, 2) к решетчатой функции $x[nT]$, записанной, например, в форме выражения (17):

$$\begin{aligned} X^*(p) &= \int_0^{\infty} x^*(t) e^{-pt} dt = \int_0^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] \delta(t - nT) T e^{-pt} dt = \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] T \int_0^{\infty} \delta(t - nT) e^{-pt} dt = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] e^{-pnT} T, \end{aligned} \quad (21)$$

где $\int_0^{\infty} \delta(t - nT) e^{-pt} dt = e^{-pnT}$ – в соответствии с “фильтрующими” и интегральными свойствами дельта-функций $\delta(t - nT)$; аналогично получим

$$X^*(j\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] e^{-j\omega nT} T. \quad (22)$$

Формулу Z-преобразования запишем из (21, 22) при замене соотношения (9)

$$X(z) = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] Z^{-nT}. \quad (23)$$

Как в формулах (3, 4, 10), так и в формулах (21, 22, 23) выражения $x[nT]$ получают из $x(t)$ при замене $t = nT$.

В качестве подтверждения того, что в выражениях дискретных преобразований Фурье, Лапласа и Z-преобразования должен быть множитель T , можно привести формулы обратных преобразований, например, Фурье:

для непрерывного сигнала от изображения (2) имеем

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(j\omega) e^{j\omega t} d\omega, \quad (24)$$

где благодаря размерностей $X(j\omega)$ и $d\omega$ восстанавливается размерность $x(t)$;

для дискретного сигнала в соответствии с прямым преобразованием (6) в [1–4] обратное преобразование запишем в виде

$$x[nT] = \frac{T}{2\pi} \int_{-\pi/T}^{\pi/T} X^*(j\omega) e^{j\omega nT} d\omega, \quad (25)$$

т. е. в отличие от равенства (24) с множителем T , так как его нет в соотношении (6). Чтобы в левой части выражения $x[nT]$ в формуле (25) в получить правильную размерность (как у сигнала $x(t)$), в правой ее части для компенсации размерности $d\omega$ умножают на множитель T . Кроме того, чтобы количественно правильно восстановить $x[nT]$ из $X^*(j\omega)$, последнее необходимо умножить именно на T . Это хорошо видно из дискретного преобразования Фурье и Лапласа в форме (6, 5) от выражения (15), имеющего вид [1–4]:

$$X^*(j\omega) = T^{-1} \sum_{r=-\infty}^{\infty} X[j(\omega + r\omega_0)], \quad (26)$$

$$X^*(p) = T^{-1} \sum_{r=-\infty}^{\infty} X[p + jr\omega_0], \quad (27)$$

, е. с множителем T^{-1} .

В соответствии же с выражением (18) и преобразованиями Фурье и Лапласа (4, 22, 3, 21) получим связь между спектрами непрерывного $x(t)$ и дискретного $x[nT]$ сигналов в следующем виде:

$$X^*(j\omega) = \int_0^{\infty} x(t) \sum_{r=-\infty}^{\infty} e^{jr\omega_0 t} e^{-j\omega t} dt = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} x(t) e^{-j(\omega - r\omega_0)t} dt = \sum_{r=-\infty}^{\infty} X[j(\omega - r\omega_0)], \quad (28)$$

где $\int_0^{\infty} x(t) e^{-j(\omega - r\omega_0)t} dt = X[j(\omega - r\omega_0)]$, или заменяя $-r$ на r и изменяя порядок суммирования, запишем

$$X^*(j\omega) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} X[j(\omega + r\omega_0)], \quad (29)$$

аналогично

$$X^*(p) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} X[p + jr\omega_0]. \quad (30)$$

В этом случае правильная запись обратного дискретного преобразования Фурье для дискретного сигнала $x[nT]$ аналогична формуле (24), т. е.

$$x[nT] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi/T}^{\pi/T} X^*(j\omega) e^{j\omega nT} d\omega. \quad (31)$$

Как известно, составляющие ряда (29, 30) при $r \neq 0$ называются транспонированными. Основное значение формул (29, 30) не столько в том, что они дают дополнительный путь для вычисления $X^*(j\omega)$ и $X^*(p)$, сколько в наглядном истолковании явлений стробоскопического эффекта, происходящих в импульсных модуляторах. Но формулы (29, 30), в отличие от аналогичных формул (26, 27) в [1–4], не искажают эти явления (модуль в $1/T$ раз, что соответствует истине физических процессов).

Рассмотрим применение дискретных преобразований Лапласа, Фурье и Z-преобразования в форме (3, 4, 10) для определения дискретных передаточных функций и частотных характеристик импульсных фильтров (рис. 1, 2) на примере типовых звеньев в непрерывной части (НЧ) и приведенной непрерывной части (ПНЧ), здесь ИИЭ – идеальный импульсный элемент или дельта-ключ.

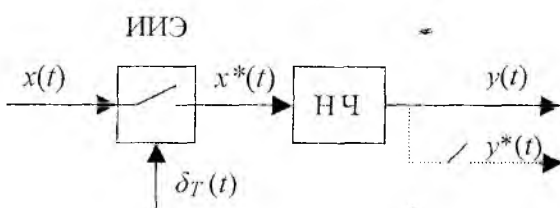


Рис.1

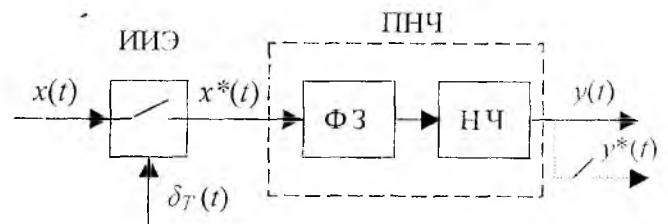


Рис.2

Пусть в НЧ включено идеальное интегрирующее звено с передаточной функцией $K_{НЧ}(p) = T_I^{-1} p^{-1}$, весовой функцией $K_{НЧ}(t) = T_I^{-1} 1(t)$, где T_I – постоянная интегрирования с размерностью [с]; передаточная функция не имеет размерности; весовая функция имеет размерность [с⁻¹]. Дискретные передаточные функции и частотные характеристики в соответствии с формулами (3, 4, 10) для импульсного фильтра (см. рис. 1) имеют вид

$$K_{НЧ}^*(p) = T T_I^{-1} e^{pT} (e^{pT} - 1)^{-1}; \quad (32)$$

$$K_{H\mathcal{C}}(Z) = T T_H^{-1} Z(Z-1)^{-1}, \quad (33)$$

$$K_{H\mathcal{C}}^*(j\omega) = K_{H\mathcal{C}}^*(\omega) \exp j\phi_{H\mathcal{C}}^*(\omega). \quad (34)$$

$$\text{где } K_{H\mathcal{C}}^*(\omega) = |K_{H\mathcal{C}}^*(j\omega)| = 0,5 T T_H^{-1} (\sin 0,5\omega T)^{-1} \quad (35); \quad \phi_{H\mathcal{C}}^*(\omega) = -0,5\pi + 0,5\omega T \quad (36).$$

В соответствии с формулами (5, 6, 11) из [1–4] получаем

$$K_{H\mathcal{C}}^*(p) = T_H^{-1} e^{pT} (e^{pT} - 1)^{-1}, \quad (37)$$

$$K_{H\mathcal{C}}(Z) = T_H^{-1} Z(Z-1)^{-1}, \quad (38)$$

$$K_{H\mathcal{C}}^*(j\omega) = 0,5 T_H^{-1} (\sin 0,5\omega T)^{-1} \exp j(-0,5\pi + 0,5\omega T). \quad (39)$$

В выражениях (32, 33, 34) передаточные функции и амплитудно-частотные характеристики являются безразмерными, в (37, 38, 39) аналогичные характеристики имеют размерность $[c^{-1}]$, что противоречит их сущности, т. е. являются ошибочными.

Рассмотрим импульсный фильтр (см. рис. 2). Пусть формирующее звено (ФЗ) соответствует импульсному звену с амплитудно-импульсной модуляцией, прямоугольными импульсами длительностью T , статическим коэффициентом, равным единице (экстраполятор нулевого порядка). Авторами статьи показано, что правильная запись передаточной функции и амплитудно-частотной характеристики такого звена имеют соответственно вид

$$K_{\Phi 3}(p) = (1 - e^{-Tp})(Tp)^{-1}, \quad (40)$$

$$|K_{\Phi 3}(j\omega)| = (\sin 0,5\omega T)(0,5\omega T)^{-1} \quad (41)$$

в отличие от [1–4], где

$$K_{\Phi 3}(p) = (1 - e^{-Tp})p^{-1}, \quad (42)$$

$$|K_{\Phi 3}(j\omega)| = (T \sin 0,5\omega T)(0,5\omega T)^{-1}. \quad (43)$$

Дискретные передаточные функции и частотные характеристики согласно формулам (3, 4, 10) примут вид

$$K_{\Pi H\mathcal{C}}^*(p) = T T_H^{-1} (e^{pT} - 1)^{-1}, \quad K_{\Pi H\mathcal{C}}(Z) = T T_H^{-1} (Z - 1)^{-1}, \quad (44)$$

$$K_{\Pi H\mathcal{C}}^*(j\omega) = 0,5 T T_H^{-1} (\sin 0,5\omega T)^{-1} \exp j(-0,5\pi - 0,5\omega T). \quad (45)$$

Выражения (44, 45) безразмерны, совпадают с соответствующими выражениями, полученными в [1–4] с помощью преобразований (5, 6, 11) и (42). Таким образом, в случае, показанном на рис. 2 дважды допущенные ошибки в [1–4], а именно: отсутствие в знаменателе T при определении весовой и передаточной функции (42) ФЗ и отсутствие множителя T в формулах (5, 6, 11) прямых дискретных преобразований Лапласа, Фурье и Z -преобразования при применении их к дискретной весовой функции $K_{\Pi H\mathcal{C}}[nT]$ – взаимно компенсировались. Ярким подтверждением этого факта является объяснение в [4, с. 19]: “Следует обратить внимание на следующую математическую тонкость, связанную с описанием процессов импульсной модуляции и экстраполяции. Как вытекает из выражения (26, 27), идеальный импульсный элемент осуществляет усиление входного непрерывного сигнала $x(t)$ в T^{-1} раз, т.е. предел последовательности импульсов $x[nT]$ в (13, 15) при $T \rightarrow 0$ не стремится к исходной непрерывной функции $x(t)$, что может вызвать определенное недоумение. Эта особенность связана с принятой идеализацией работы импульсного элемента. Данный вопрос легко снимается, если учесть, что процесс экстраполяции сигнала $x[nT]$, как вытекает из (42, 43), сопровождается усилением преобразуемого сигнала в T раз, т. е. $\lim X^*(p)K_{\Phi 3}(p) = X(p)$, что и следовало ожидать. Однако очевидно, что правильными являются дискретные преобразования (3, 4, 10, 17, 18) и передаточные функции ФЗ (40).

Рассмотренные ошибки формул прямых и обратных дискретных преобразований для решетчатых детерминированных сигналов распространяются и на случайные сигналы. Например, для стационарного решетчатого процесса формула спектральной плотности как двустороннего Z -преобразования четной корреляционной функции $R[mT]$ имеет вид:

$$S(z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} R[mT] Z^{-m} T = F(z) + F(z^{-1}) - TR[0], \quad (46)$$

где $F(z)$, $F(z^{-1})$ – односторонние Z-преобразования $R[mT]$ соответственно

$$F(z) = \sum_{m=0}^{\infty} R[mT] Z^{-m} T; \quad F(z^{-1}) = \sum_{m=-\infty}^0 R[mT] Z^{-m} T; \quad (47)$$

$$R[0] = R[mT] \Big|_{m=0}; \quad mT = n_1 T - nT = t_1 - t = \tau - \text{время корреляции.}$$

Формулу спектральной плотности как функции круговой частоты получим из прямого двустороннего преобразования Фурье, либо из формул (46, 47) при подстановке (9):

$$S(e^{j\omega T}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} R[mT] e^{-j\omega mT} T = F(e^{j\omega T}) + F(e^{-j\omega T}) - TR[0], \quad (48)$$

или, при учете четности $R[mT]$ и сопряженности комплексных величин $F(e^{j\omega T})$ и $F(e^{-j\omega T})$,

$$S(e^{j\omega T}) = 2 \operatorname{Re} F(e^{j\omega T}) - TR[0] = 2 \sum_{m=1}^{\infty} TR[mT] \cos \omega mT + TR[0]. \quad (49)$$

В этом случае формулой обращения для спектральной плотности является обратное преобразование Фурье

$$R[mT] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi/T}^{\pi/T} S(e^{j\omega T}) e^{j\omega mT} d\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/T} S(e^{j\omega T}) \cos \omega mT d\omega. \quad (50)$$

Аналогично можно привести соотношения и для других характеристик.

Список литературы: 1. Джурин Э. Импульсные системы автоматического регулирования. М.: Физматгиз, 1963. 456 с. 2. Куо Б. Теория и проектирование цифровых систем управления. М.: Машиностроение, 1986. 448 с. 3. Теория автоматического управления. / Под ред. А.В. Нетушила. М.: Высш. шк., 1976. 400 с. 4. Шамриков Б.М. Основы теории цифровых систем управления. М.: Машиностроение, 1985. 296 с.

Харьковский государственный политехнический университет

Поступила в редколлегию 1.06.2000

О ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕСУЩЕЙ СИГНАЛА С ПЕРЕКРЕСТНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ДУБЛЕТОМ ГАРМОНИК

Особенности формирования состояния поляризации зеркальных гармоник и возможности управления им исследованы в [1]. Но в практике использования микроволновых сигналов с поляризованными спектральными гармониками возникает необходимость в сигналах с нечетным количеством спектральных гармоник. Тогда для снижения аппаратной избыточности при реализации целесообразно использовать центральную гармонику несущей частоты. Поэтому была поставлена задача проанализировать закономерности формирования поляризации центральной гармоники несущей частоты, возможности управления ею, а также исследовать взаимосвязь состояния ее поляризации с поляризационными параметрами боковых спектральных гармоник при условии, что не только выполняются, но и не нарушают такие условия ортогональности поляризаций боковых зеркальных гармоник:

$$\Delta\Phi_k = \Phi_{ky} - \Phi_{kx} = \pm \frac{\pi}{2}, \quad A_{kx} = A_{ky}, \quad \Delta\varphi_{ko} = \varphi_{koy} - \varphi_{kox} = \frac{\pi}{2} \mp 2\arctg r_{kl},$$

где k – номер пары составляющих несущих колебаний, соответствующий определенной частоте модуляции, т.е. номер триплетного сигнала; l – номер гармоники в триплетном сигнале; $A_{kx,y}$ – амплитуды модулирующих колебаний разных частот; $\Phi_{kx,y}$ – их начальные фазы; $\varphi_{kox,y}$ – начальные фазы составляющих несущих колебаний одинаковых частот; r_{kl} – коэффициенты эллиптичности kl -х спектральных гармоник одной боковой полосы частот.

Пусть каждый базисный сигнал имеет по три спектральные гармоники с индексацией слева направо 11, 12 (в дальнейшем – 10), 13 где гармоника с индексом 10 – это центральная гармоника несущей частоты ω_0 , фазор которой в линейно поляризованном базисе будет иметь вид

$$\dot{P}_{10} = A_{10} e^{j(\Delta\varphi_{10} + \pi/2)}, \quad (1)$$

где $A_{10} = U_{10y}/U_{10x}$; $\Delta\varphi_{10} = \varphi_{10y} - \varphi_{10x}$; $U_{10x,y}, \varphi_{10x,y}$ – амплитуды и начальные фазы первой и второй составляющих базисных несущих колебаний, полученных разделением исходного колебания на два. Их коэффициенты модуляции равны соответственно

$$M_{1x} = A_{1x}/U_{10x}, \quad (2)$$

$$M_{1y} = A_{1y}/U_{10y}. \quad (3)$$

Но при ортогональной поляризации боковых зеркальных гармоник должно выполняться условие $A_{1x} = A_{1y}$, поэтому поляризацией спектральной гармоники несущей частоты можно управлять варьированием амплитуды $U_{10x,y}$, причем так, чтобы они все время удовлетворяли неравенствам

$$U_{10y} \geq A_{1y}, \quad (4)$$

$$U_{10x} \geq A_{1x}. \quad (5)$$

Проверим, не будет ли изменение амплитуд $U_{10x,y}$ в пределах указанных неравенств влиять на поляризацию боковых зеркальных гармоник. Ядро фазора по линейно поляризованному базису левой зеркальной гармоники при ранее оговоренных условиях равно

$$\dot{P}_{11} = e^{j(\Delta\varphi_{10} + \pi/2)} \quad (6)$$

Отсюда видно, что изменение амплитуд $U_{10x,y}$ не нарушает поляризацию боковых зеркальных гармоник.

Учитывая связь фазора по кругополяризованному базису $\dot{q}_{10}$ с фазором по линейно поляризованному базису $\dot{p}_{10}$, найдем выражение для $\dot{q}_{10}$

$$\dot{q}_{10} = \sqrt{d_1^2 + e_1^2} e^{-j \arctg e_1/d_1} \quad (7)$$

Затем, используя зависимость фазора $\dot{q}_{10}$ от геометрических параметров поляризации центральной гармоники несущей частоты, определим ее коэффициент эллиптичности r_{10} и угол ориентации поляризационного эллипса β_{10} :

$$r_{10} = \frac{1 - \sqrt{d_1^2 + e_1^2}}{1 + \sqrt{d_1^2 + e_1^2}}, \quad (8)$$

$$\beta_{10} = \frac{\arctg e_1/d_1}{2} \quad (9)$$

$$\text{где } d_1 = \frac{1 - A_{10}^2}{(1 + A_{10}^2) - 2A_{10} \sin \Delta\varphi_{10}}, \quad e_1 = \frac{2A_{10} \cos \Delta\varphi_{10}}{(1 + A_{10}^2) - 2A_{10} \sin \Delta\varphi_{10}}; \quad A_{10} = \frac{U_{10y}}{U_{10x}};$$

$$\Delta\varphi_{10} = \frac{\pi}{2} \mp 2 \arctg r_{11}.$$

Аналогично определяются параметры поляризации центральной гармоники при наличии в сигнале только второго дублета зеркальных гармоник, т. е. зеркальных гармоник другой частоты:

$$\dot{q}_{20} = \sqrt{d_2^2 + e_2^2} e^{-j \arctg e_2/d_2}, \quad r_{20} = \frac{1 - \sqrt{d_2^2 + e_2^2}}{1 + \sqrt{d_2^2 + e_2^2}}, \quad \beta_{20} = \frac{\arctg e_2/d_2}{2} \quad (10) \quad (11) \quad (12)$$

$$\text{где } d_2 = \frac{1 - A_{20}^2}{(1 + A_{20}^2) - 2A_{20} \sin \Delta\varphi_{20}}, \quad e_2 = \frac{2A_{20} \cos \Delta\varphi_{20}}{(1 + A_{20}^2) - 2A_{20} \sin \Delta\varphi_{20}}, \quad A_{20} = \frac{U_{20y}}{U_{20x}},$$

$$\Delta\varphi_{20} = \frac{\pi}{2} \mp 2 \arctg r_{21}.$$

Таким образом, в одном поперечном сечении ортогонального сумматора оказываются две векторные гармоники одинаковой частоты ω_0 , формирующие векторную гармонику с той же частотой ω_0 и с некоторой результирующей поляризацией, характеризуемой фазором $\dot{q}_0 = \dot{q}_{\Sigma 1}$, равным

$$\dot{q}_0 = \dot{q}_{\Sigma 1} = \frac{\dot{q}_{10} + \dot{g}\dot{q}_{20}}{1 + \dot{g}}, \quad (13)$$

где $\dot{q}_{10}, \dot{q}_{20}$ – поляризации центральной гармоники при наличии только первого дублета зеркальных гармоник и только второго соответственно.

Функции $\dot{q}_{10}$ и $\dot{q}_{20}$ были уже использованы при определении параметров $r_{10}, \beta_{10}, r_{20}, \beta_{20}$. Рассмотрим далее функцию $\dot{g}$:

$$\dot{g} = \frac{\dot{R}_{20}}{\dot{R}_{10}}, \quad (14)$$

$$\text{где } \dot{R}_{20} = \frac{1}{2} [\dot{U}_{20x} + j\dot{U}_{20y}], \quad \dot{R}_{10} = \frac{1}{2} [\dot{U}_{10x} + j\dot{U}_{10y}] \quad [2].$$

$$\text{Тогда} \quad \dot{g} = B_{21x} \frac{1 + \dot{p}_{20}}{1 + \dot{p}_{10}} e^{j(\varphi_{20x} - \varphi_{10x})} \quad (15)$$

Иначе учитывая связь фазоров $\dot{p}$ и $\dot{q}$, получим выражение для $\dot{g}$ в виде

$$\dot{g} = B_{21x} e^{j\Delta\varphi_{0x}} (x_1 + jy_1), \quad (16)$$

$$\text{где } B_{21x} = \frac{U_{20x}}{U_{10x}}; x_1 = \frac{(1+d_1)(1+d_2)+e_1e_2}{(1+d_2)^2+e_2^2}; y_1 = \frac{-e_1(1+d_2)+e_2(1+d_1)}{(1+d_2)^2+e_2^2}.$$

Воспользовавшись формулой Эйлера, получим выражение для комплексной функции $\dot{g}$:

$$\dot{g} = \sqrt{x^2 + y^2} e^{j \arctg y/x}, \quad (17)$$

$$\text{где } x = B_{21x}(x_1 \cos \Delta\varphi_{ox} - y_1 \sin \Delta\varphi_{ox}); y = B_{21x}(y_1 \cos \Delta\varphi_{ox} + x_1 \sin \Delta\varphi_{ox}).$$

Подставив выражение (17) в уравнение (13), определим

$$\dot{q}_0 = \dot{q}_{\Sigma 1} = \sqrt{V^2 + W^2} e^{-j \arctg W/V}, \quad (18)$$

$$\text{где } V = \frac{d_1(1+x) + d_2(x+x^2+y^2) - y(e_1 - e_2)}{(1+x)^2 + y^2}; W = \frac{e_1(1+x) + e_2(x+x^2+y^2) + y(d_1 - d_2)}{(1+x)^2 + y^2}.$$

Параметры поляризации центральной гармоники несущей частоты будут определяться соотношениями

$$r_0 = \frac{1 - \sqrt{V^2 + W^2}}{1 + \sqrt{V^2 + W^2}}, \quad (19) \quad \beta_0 = \frac{\arctg W/V}{2}. \quad (20)$$

Таким образом, задавшись коэффициентом эллиптичности, например, левой зеркальной гармоники r_{l1} , обеспечив выполнение всех условий ортогональности поляризаций зеркальных гармоник, а также выбрав амплитуды базисных составляющих несущих колебаний из условий (5) и (6), мы тем самым зададим определенную поляризацию центральной гармоники несущей частоты. При наличии только одного дублета зеркальных гармоник в сигнале управлять эллиптичностью центральной гармоники можно лишь изменением амплитуд базисных составляющих несущих колебаний U_{10x} и U_{10y} , не нарушая указанных неравенств. В случае же двух и более ортогонально поляризованных дублетов появляется возможность независимо изменять поляризацию центральной гармоники посредством изменения разности начальных фаз составляющих несущих колебаний в x -й составляющей ортогонального линейно поляризованного базиса

$$\Delta\varphi_{ox} = \varphi_{20x} - \varphi_{10x},$$

а также посредством коэффициента $B_{21x} = U_{20x}/U_{10x}$. Коэффициенты $A_{10}, A_{20}, B_{21x}, B_{21y}$ связаны между собой соотношением

$$A_{10}/A_{20} = B_{21x}/B_{21y}.$$

$$\text{где } B_{21y} = U_{20y}/U_{10y}.$$

Поляризация центральной гармоники при этом должна быть заранее известной и отличаться от поляризаций зеркальных гармоник первого дублета.

Список литературы: 1. Горобец Н.Н., Чеботарев В.И., Чекалини Г.М. Формирование состояния поляризации спектральных гармоник // Вісник Харківського ун-ту: Радіофізика та електроніка. 1999. Вип.1. № 427. С.168-172. 2. Rumsey V.H. Proc.IRE. 1951. № 5. 39. P.535.

Харьковский национальный университет
им. В.Н.Каразина

Поступила в редколлегию 29.05.2000

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЦИФРОВЫХ АЛГОРИТМОВ ОЦЕНКИ ФАЗЫ ГАРМОНИЧЕСКОГО СИГНАЛА

В настоящее время при создании измерительных радиотехнических комплексов, построении систем синхронизации и решении многих других вопросов используются, как правило, цифровые методы обработки принимаемой информации. В приведенных примерах основными информационными параметрами являются частота и фаза принимаемого гармонического сигнала.

В работах [1], [2] исследуются цифровые методы определения фазы гармонического сигнала при наличии шума по дискретной некоррелированной выборке отсчетов мгновенной фазы сигнала, формируемой с помощью дискретного фазометра. Теоретически доказано, что точности оценок, получаемых при обработке, близки к потенциально возможным при любых отношениях сигнал/шум на входе дискретного фазометра, если шум – стационарный нормальный случайный процесс. Однако практических исследований в этой области ранее не проводилось. Этому вопросу и посвящена данная статья.

Без всяких ограничений аддитивная смесь сигнала и шума на выходе узкополосной линейной системы может быть записана в виде

$$Y(t) = V_0(t) \sin \Phi(t), \quad (1)$$

где $V_0(t)$ – мгновенная огибающая; $\Phi(t)$ – мгновенная полная фаза.

Идеальный дискретный фазометр формирует некоррелированную выборку мгновенных значений разности фаз между опорным колебанием и входной смесью $Y(t)$. При совпадении частоты опорного колебания и колебания $Y(t)$ получим

$$\Phi_0(t_i) - \Phi_Y(t_i) = \varphi_{00} - \varphi_{0(S)} - \xi_i, \quad (2)$$

где φ_{00} – начальная фаза опорного колебания; $\varphi_{0(S)}$ – начальная фаза принимаемого сигнала; ξ_i – шумовая составляющая смеси $Y(t)$, случайная величина с известными статистическими характеристиками.

Полагая, $\varphi_{00} = 0$, а $\varphi_{0(S)} = \text{const}$, имеем

$$\Phi_Y(t_i) = \varphi_{0(S)} + \xi_i. \quad (3)$$

При реализации дискретного фазометра в виде измерителя временных интервалов между “положительными” нулями опорного и информационного колебаний нужно учитывать ситуации появления двух “положительных” нулей информационного колебания в интервале однозначного показания фазометра 2π , т. е.

$$\Phi'_Y(t_i) = \varphi_{0(S)} + \xi'_i \quad (4)$$

и считать пару значений $\Phi'_Y(t_i)$ и $\Phi'_Y(t_i + \Delta)$ как одиночную.

В общем случае вычисление оценки фазы при конечной или бесконечной выборке отсчетов $\Phi_Y(t_i)$ реализуется в виде обобщенного алгоритма [1]:

$$\varphi^* = \arctg \frac{\sum_{i=1}^n \{a_i f_n[\Phi_Y(t_i)] + b_i f_n[\Phi'_Y(t_i)]\}}{\sum_{i=1}^n \left\{ a_i f_n \left[\Phi_Y(t_i) + \frac{\pi}{2} \right] + b_i f_n \left[\Phi'_Y(t_i) + \frac{\pi}{2} \right] \right\}} + \Delta(f_n, q) + p\pi, \quad (5)$$

где $f_n[\Phi_Y(t_i)]$ – нелинейная функция преобразования; $\Delta(f_n, q)$ – смещение оценки; P – коэффициент (0; 1; 2), зависящий от знаков сумм в числителе и знаменателе; n – количество отсчетов;

$$a_i = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 < \Phi_Y(t_i) < 2\pi, \\ 0 & \text{при } \Phi_Y(t_i) = 0; 2\pi; \end{cases} \quad b_i = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 < \Phi'_Y(t_i) < 2\pi, \\ 0 & \text{при } \Phi'_Y(t_i) = 0; 2\pi. \end{cases}$$

Конкретный вид трех функций преобразования дискретных отсчетов фазы аналитически записывается таким образом:

$$f_1(\Phi_i) = \sin \Phi_i \text{ при } 0 \leq \Phi_i \leq 2\pi;$$

$$f_2(\Phi_i) = \begin{cases} 2 \frac{\Phi_i}{\pi} & \text{при } 0 \leq \Phi_i \leq \frac{\pi}{2}, \\ 2 \left(1 - \frac{\Phi_i}{\pi}\right) & \text{при } \frac{\pi}{2} < \Phi_i \leq \frac{3\pi}{2}, \\ 2 \left(\frac{\Phi_i}{\pi} - 2\right) & \text{при } \frac{3\pi}{2} < \Phi_i \leq 2\pi; \end{cases} \quad (6)$$

$$f_3(\Phi_i) = \begin{cases} \frac{4}{\pi^2} \Phi_i (\pi - \Phi_i) & \text{при } 0 \leq \Phi_i \leq \pi, \\ 8 - \frac{4}{\pi^2} \Phi_i (3\pi - \Phi_i) & \text{при } \pi < \Phi_i \leq 2\pi. \end{cases}$$

Характерная особенность преобразований $f_2(\Phi_i)$ и $f_3(\Phi_i)$ состоит в том, что получаемая оценка фазы оказывается смещенной на величину $\Delta(f_n, q)$, зависящую от отношения сигнал/шум q .

Если $q^2 \leq 1/10$, то величина смещения $\Delta_{\max}$ определяется выражениями

$$\Delta_{\max}[f_2(\Phi_i)] = \frac{1}{18}(q^2) + \frac{1}{4}(q^2)^2, \quad (7)$$

$$\Delta_{\max}[f_3(\Phi_i)] = \frac{1}{54}(q^2) + \frac{1}{4}(q^2)^2. \quad (8)$$

Величины относительного проигрыша в точности для рассматриваемых функций преобразования по сравнению с потенциально возможной приведены в таблице, результаты которой заимствованы из [2].

$f_n(\Phi_i)$	$f_1(\Phi_i)$	$f_2(\Phi_i)$	$f_3(\Phi_i)$
$\frac{D_\varphi}{D_{\varphi \text{ opt}}}$	1,27	1,29	1,27

Для практической проверки цифровых алгоритмов определения фазы гармонического сигнала при наличии шума использовалось устройство, блок-схема которого показана на рис. 1.



Рис. 1.

В состав устройства входят такие элементы:

- 1 – генератор счетной частоты $f_0 = 1 \text{ МГц}$;
- 2 – делитель частоты f_0 с коэффициентом деления $m = 1024$ и формирователь опорного сигнала с частотой $f_{\text{оп}} = 976,563 \text{ Гц}$;
- 3 – формирователь гармонического сигнала с частотой $f_c = 976,563 \text{ Гц}$;
- 4 – калиброванный фазовращатель;
- 5 – сумматор;
- 6 – узкополосный перестраиваемый фильтр $\Delta f = 50 \text{ Гц}$;
- 7 – усилитель-ограничитель и формирователь информационного сигнала;
- 8 – источник шума;
- 9 – цифровой фазометр.

При постоянной начальной фазе сигнала, частота которого совпадает с частотой опорного колебания, достаточно точные измерения можно обеспечить, если выполняется условие

$$\frac{2P_c T_1}{N_0} \gg 1, \quad (9)$$

где P_c – мощность сигнала на выходе сумматора 5; N_0 – спектральная плотность мощности шума; T_1 – общее время фиксации фазовой выборки.

Полное число записанных за время T_1 значений фазы равно

$$n_1 = \frac{T_1}{\Delta t}, \quad (10)$$

где $\Delta t \geq \frac{1}{\Delta F_{0,7}}$; $\Delta F_{0,7} = 30 \text{ Гц}$.

В рассматриваемом случае $\Delta t = \frac{1}{16} \text{ с}$.

Учитывая условие (9), при минимальном значении $q^2 = 0,1$ получим:

$$n_{\min} = \frac{15}{2q^2 \Delta t \Delta F_{0,7}} = 40. \quad (11)$$

Если общее время формирования выборки фазовых отсчетов достаточно велико ($T \gg T_1$), то можно определить среднюю оценку на момент времени $\frac{T}{2}$ как

$$\varphi_{S \frac{T}{2}}^* = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \Delta \varphi_{Sk}^* + \varphi_0, \quad (12)$$

где $\Delta \varphi_{Sk}^* = \varphi_{Sk}^* - \varphi_0$; N – число частных выборок длиной n .

Величину $N_{\min}$ можно определить из [3] при таких данных:

$P = 0,95$ – вероятность получения достоверного результата;

$\xi = 0,05$ – вероятность ошибки;

$V = 10 \%$ – величина изменчивости результата.

При этом $N_{\min} = 10$. Таким образом, общая длина фазовой выборки равна $N_{\min} \cdot n_{\min} = 10 \cdot 40 = 400$. Величина дисперсии, полученной из k -ой выборки, вычислялась по формуле

$$\sigma_{\varphi_{Sk}}^2 = \frac{\sum_{k=1}^N (\Delta \varphi_{Sk}^*)^2}{N}. \quad (13)$$

Значения φ_{Sk}^* рассчитывались при помощи ЭВМ по формуле (5) с использованием трех функций преобразования. Результаты расчетов среднеквадратического отклонения (СКО) по экспериментально снятым выборкам приведены на рис. 2 для $\varphi_0 = 95^\circ$, на рис. 3 для $\varphi_0 = 217^\circ$ и при $N = 12$.

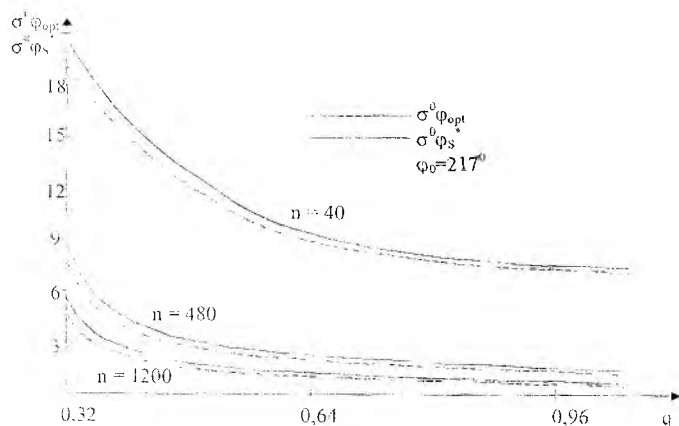


Рис. 2

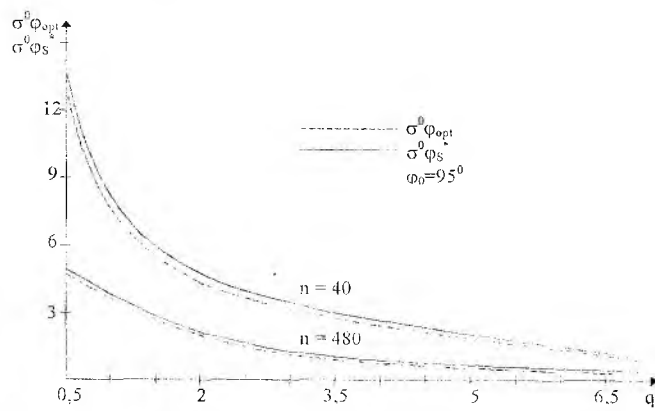


Рис. 3

Величина доверительного интервала среднего значения $\varphi_{S \frac{T}{2}}^*$ вычислена по формуле:

$$t_{cp} = \varphi_{S \frac{T}{2}}^* \pm t_{0,01} \frac{\sqrt{\sigma_{\varphi_s}^*}}{\sqrt{N}}, \quad (14)$$

где статистика $t_{0,01} = 2,72$ при числе степеней свободы выборки $m = N - 1$ согласно [3].

Анализируя экспериментальные результаты, можно сделать основные выводы:

1. При постоянной частоте полезного сигнала значения оценки фазы, полученные экспериментально, являются несмещенными для случая обработки некоррелированной фазовой выборки по формуле (5) с функцией преобразования $f_1(\Phi_i)$ как при больших, так и при малых отношениях сигнал/шум. Для случая обработки фазовой выборки по формуле (5) с функциями преобразования $f_2(\Phi_i)$ и $f_3(\Phi_i)$ смещение оценки, убывающее с уменьшением отношения сигнал/шум.

2. Точность оценки фазы гармонического сигнала при наличии шума близка к потенциально возможной при больших отношениях сигнал/шум для всех трех видов функций преобразования отсчетов фазы. При малых отношениях сигнал/шум значения среднеквадратического отклонения лежат в теоретически рассчитанных пределах.

3. При фиксированных значениях отношения сигнал/шум точность оценки увеличивается с увеличением числа отсчетов фазовой выборки смеси сигнала и шума прямо пропорционально количеству отсчетов. Экспериментальные зависимости среднеквадратического отклонения фазы показывают, что пороговый эффект, т. е. подавление сигнала шумом, отсутствует. Поэтому для получения нужной точности оценки фазы необходимо увеличивать число отсчетов n для заданного отношения сигнал/шум q .

4. При значениях отношения сигнал/шум $q > 1$ величина смещения оценки в случае обработки по формуле (5) с функциями преобразования $f_2(\Phi_i)$ и $f_3(\Phi_i)$ остается практически постоянной для заданной величины начальной фазы φ_0 . Такой результат даст возможность использования более простых вычислений по сравнению с вычислениями, работающими по формуле (5) с функцией преобразования $f_1(\Phi_i)$. Если $q > 3$, то оценка, полученная с использованием $f_2(\Phi_i)$ и $f_3(\Phi_i)$, сразу же указывает величину смещения, которую нужно вычесть или прибавить в зависимости от вида функции преобразования.

Скорость снятия отсчетов фазы при условии их некоррелированности не имеет принципиального значения, так как для получения нужной точности оценки достаточно обеспечить определенное число этих отсчетов.

Список литературы: 1. Вейцель В.А. Цифровая обработка сигнала в шумах, обеспечивающая получение точной оценки фазы // Вопр. след. радиотехники. 1967. Вып. 17. С.39-54. 2. Савинов В.А. Цифровое вычислительное устройство для определения фазы сигнала в шумах // Труды МАИ. 1971. Вып. 221. 3. Митропольский А.К. Техника статистических вычислений. М.: "Наука", 1971.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР ПОВЕРХНОСТНОГО ТИПА.

Часть 2

Искажения видеоимпульсного сигнала, возникающие при его излучении (приеме), оказывают существенное влияние на качество информации о параметрах, в том числе и некоординатных, радиолокационных объектов. В связи с этим знание формы излученного сверхширокополосного (СШП) сигнала и учет искажений при обработке может существенно улучшить информативные характеристики РЛС. С одной стороны, параметры излучаемого сигнала (амплитуда, крутизна в начальной точке) оказывают влияние на его форму. С другой стороны, не меньшее влияние оказывает конструкция излучателя. Поэтому представляет интерес оценка влияния на форму излучаемого сигнала конструкции СШП излучателя и начальной формы видеоимпульса.

Результаты численного моделирования

Для оценки практической применимости методики, описанной в [1], был проведен ряд расчетов. Программа расчета формы излученного СШП импульса реализована в пакете Fortran Powerstation (для вычисления интегралов использованы процедуры быстрого преобразования Фурье).

При проведении численных расчетов в качестве модели магнитного поля источников использовалась функция вида [2]:

$$H(t) = H_0 (t/T)^n \left\{ M^{n+1} \exp[-(Mt/T)^m] - \exp[-(t/T)^m] \right\} \chi(t), \quad (1)$$

где $H_0 = \left\{ \Gamma\left(\frac{2n+1}{m}\right) \frac{TM^{1/2}}{n2} \frac{2n-m+1}{m} \left[\frac{M^{1/2} + M^{-1/2}}{2} - \left(\frac{M^{m/2} + M^{-m/2}}{2} \right)^{-\frac{2n+1}{m}} \right] \right\}^{-1/2}$ выбирается

из условия полной нормировки энергии $\int_{-\infty}^{\infty} dt H^2(t) = 1$; T – характерный масштаб длительности импульса; n – параметр, характеризующий крутизну сигнала вблизи момента включения $t = 0$; M и m – параметры, определяющие скорость убывания импульса при $t \rightarrow \infty$; $\Gamma(x)$ – гамма-функция; $\chi(t)$ – ступенчатая функция Хевисайда.

Модель (1) удовлетворяет постановке задачи [1] и требованию знакопеременности излучаемого электромагнитного поля. Безразмерные величины $M > 1$, $m > 0$, $n > 0$, T характеризуют как форму и длительность сигнала, так и определяют его спектральный состав. Например, при $M = 2$, $m = 1.2$, $n = 5$, $T = 0,3$ нс основная мощность переносится спектральными составляющими с частотами 70-150 МГц, а при $M = 3$, $m = 1.4$, $n = 5$, $T = 0,8$ нс – 200-600 МГц. В обоих случаях длительность импульса $\tau_{\text{и}} = 1$ нс.

На рис. 1 представлена временная зависимость (обратное преобразование Фурье) излученного СШП сигнала с параметрами $M = 3$, $m = 1.4$, $n = 5$, $T = 0,8$ при геометрических характеристиках антенны (рис. 1, [1]): $y = 0,005 \exp(2,9z)$; $x = 0,2 \exp(0,46z)$; $\alpha = 15^\circ$. X , y , z – измеряются в метрах.

Рис. 2 отображает зависимость формы излученного импульса с параметрами $M = 2$, $m = 1.2$, $n = 5$, $T = 0,3$ от формы поверхности излучателя (рис. 1, [1]): (кривая 1 – $y = 0,005 \exp(2,9z)$; $x = 0,2 \exp(0,46z)$; $\alpha = 15^\circ$; кривая 2 – $y = 0,005 \exp(4,6z)$; $x = 0,2 \exp(0,3z)$; $\alpha = 45^\circ$).

При всех исследованных значениях параметров n , M , m , T излученный сигнал представляет собой последовательность из 3 сигналов, отличающихся между собой по амплитуде. Каждый из парциальных импульсов качественно сохраняет форму исходного. Наличие второго и третьего всплесков отражает факт появления послеимпульсных колебаний, которые являются переотражением импульса тока от точки питания. Это объясняется тем, что если не вся энергия сигнала излучается за один проход импульса тока по антенне, то образуется обратная волна, отраженная от конца антенны. Эта волна также вызывает излучение электромагнитного поля, переотраженного от точки питания.

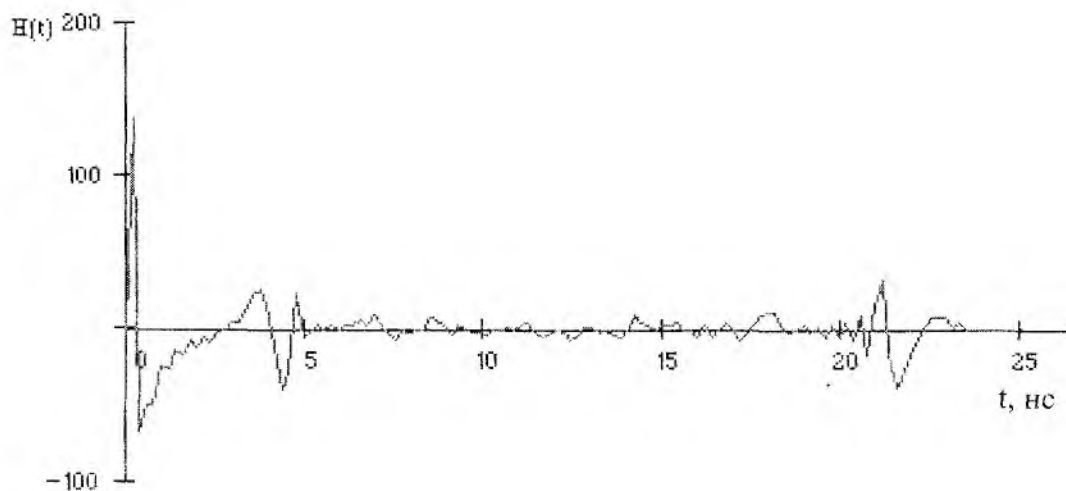


Рис. 1

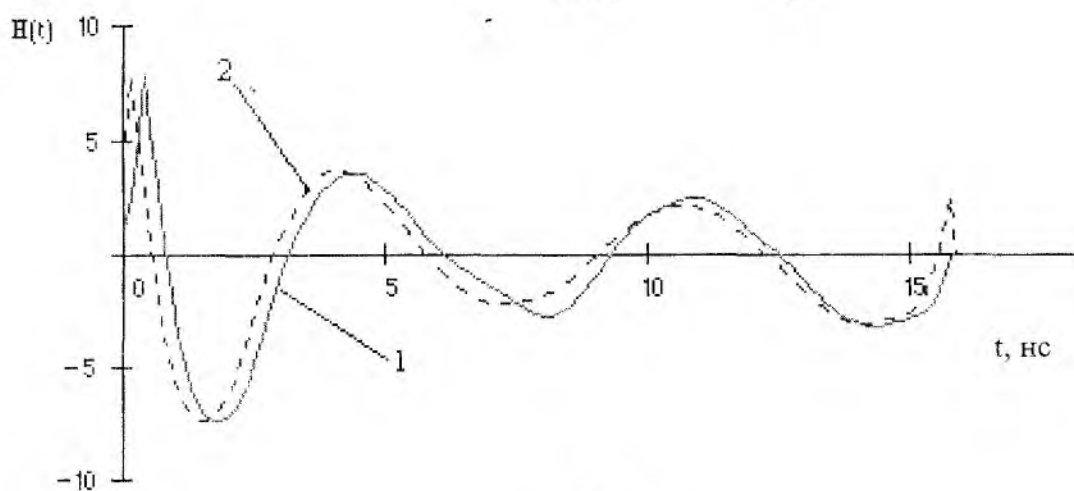


Рис. 2

Частотный спектр излучаемых сигналов широк. Антенна конечных размеров по-разному «излучает» различные спектральные составляющие вследствие дисперсии КБВ. Низкочастотные составляющие претерпевают значительное отражение от конца антенны и практически не излучаются. в то время как высокочастотные составляющие излучаются весьма эффективно. Именно этим, в первую очередь, объясняются искажения формы излучаемого видеопульса. Причем, поскольку у сигнала (рис. 1) большая часть энергии переносится именно длинноволновой частью спектра, то его искажения будут больше, чем для сигнала, представленного на рис. 2. Для интегральной оценки искажений излученных сигналов могут быть использованы временные моменты, описанные во [2].

На рис. 3 проиллюстрирована зависимость формы излученного СШП сигнала ($M = 2$, $m = 1, 2$, $n = 5$, $T = 0,3$) от скорости изменения тока по поперечной координате. Для $y = 0,005 \exp(2,9z)$ и $\alpha = 15^\circ$ исследовались различные зависимости $x(z)$ (рис. 1, [1]): кривая 1 - $x = 0,2 \exp(0,46z)$; кривая 2 - $x = 0,2$; кривая 3 - $x = 0,05$.

Из графиков видно, что излученная энергия слабо зависит от скорости изменения тока по поперечной координате (эти же выводы подтверждены экспериментально), а зависит только от ширины пластины в точке питания. Этот факт можно объяснить, если антенну, работающую в режиме излучения, представить в виде набора излучающих диполей малых размеров. Излучаемое поле является суперпозицией полей, излучаемых отдельными диполями с учетом временной задержки. Следовательно, чем больше размеры антенны, тем больше излучаемая ею мощность при условии согласования в точке питания.

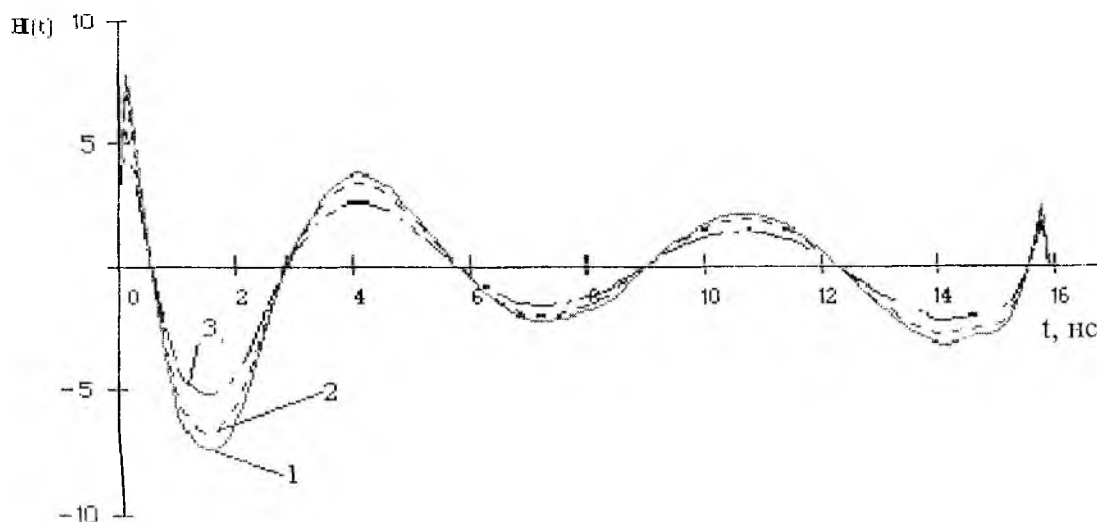


Рис. 3.

Заключение

Проведенный анализ посвящен принципам построения и анализа СШП излучающих структур, представляющих собой антенны поверхностного типа с большими электрическими размерами. Предложена модель ТЕМ-рупора с учетом факторов, влияющих на эффективность излучения. Проведенное численно-аналитическое решение задачи позволяет выделить основные факторы, от которых зависит форма излученного СШП сигнала и увеличение КУ.

Результаты расчетов показали, что наибольшее влияние на излучаемый сигнал имеет криволинейность излучателя в поперечном сечении и угол раскрыва (α) антенны (рис. 1, [1]). От последнего зависит КБВ, который в области низких частот может быть много меньше 1.

Значительное влияние на неискаженную передачу оказывает также форма импульса, точнее спектральный состав (преобладание коротковолновой или длинноволновой части спектра). Так, при одинаковой длительности и примерно одинаковой форме СШП сигналов меньше искажается сигнал с более крутыми передним и задним фронтами, что соответствует преобладанию высокочастотной части спектра.

Коррекция полученных искажений СШП сигнала представляет самостоятельный интерес при разработке перспективных видеоимпульсных РЛС.

Список литературы: 1. Ермаков Г.В. // Радиотехника. 2000. № 115. С 18-21. 2. Стадник А. М., Ермаков Г. В. // Радиофизика и радиоастрономия. 2000. Т. 5. № 2. С. 125

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 12.04.2000

МНОГОМОДОВОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АНТЕНН

Введение

Использование функциональных возможностей антенн с нелинейными свойствами возможно лишь при разработке адекватных моделей, позволяющих проводить исследование таких антенн. Существующая модель анализа антенн с нелинейными элементами (НЭ) [1] охватывает лишь случаи, когда размеры нелинейности малы по сравнению с размерами самой антенны, что характерно для антенн с НЭ вплоть до сантиметрового диапазона волн. Возможности исследования антенн с НЭ миллиметрового диапазона волн, когда размеры НЭ соизмеримы или даже значительно больше длины волны, или антенн, у которых поверхности выполнены из материала, обладающего нелинейными свойствами [2-5], в рамках разработанной модели не могут быть проведены.

Построение строгой модели анализа антенн с распределенной нелинейностью (РН) на основе решения уравнений Максвелла с граничными условиями, охватывающими и область нелинейности, практически невозможно из-за своей сложности. Только узкий класс задач [6-8] при таком подходе допускает численную реализацию.

Один из путей, позволяющий значительно упростить решение указанных задач и довести их до численных исследований, определен введением эквивалентных граничных условий (ЭГУ), которые связывают с помощью нелинейного оператора мгновенные значения векторов напряженности электрического и магнитного полей на поверхности антенны или, что эквивалентно, мгновенные значения плотностей поверхностных электрических и магнитных токов. Таким образом, введение ЭГУ в первую очередь требует знания распределения по поверхности антенны поверхностной плотности тока. Безусловно, в этом направлении первым этапом на пути определения ЭГУ задач анализа антенн с РН является необходимость определения поверхностной плотности тока антенны при ее многомодовом возбуждении. Заметим, что в теории антенн такая задача представляет и самостоятельный интерес.

Постановка и решение задачи

Пусть V – произвольный объем, ограниченный замкнутой гладкой поверхностью S (рис. 1), в котором абсолютные диэлектрическая ϵ_a , магнитная μ_a проницаемости и удельная проводимость σ являются функциями пространственных координат. Будем считать, что объем V находится в вакууме и возбуждается регулярной линией передачи электромагнитной энергии в некоторой области, ограниченной поверхностью $S' \subset S$.

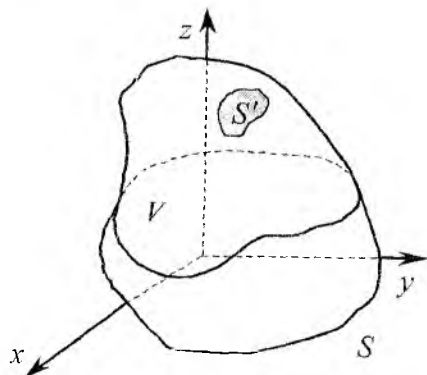


Рис. 1

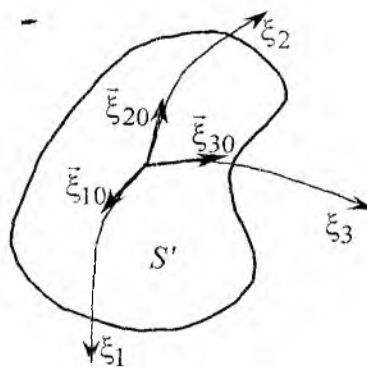


Рис. 2

Рассмотрим общий случай многомодового возбуждения объема V в области поверхности S' регулярной линией передачи. Пусть на поверхность S' падает K типов волн. Задача заключается в нахождении, вызванном этим возбуждением, поверхностной плотности тока $\vec{j}$ как функции координат поверхности антенны. При решении поставленной задачи будем пользоваться двумя системами координат: основной – прямоугольной декартовой x, y, z , в которой находится объем V , и локальной – прямоугольной криволинейной ξ_1, ξ_2, ξ_3 (рис. 2), которая определяется геометрией S' и выбрана

для представления в этой системе свободных волн, распространяющихся в линии передачи электромагнитной энергии.

Введем гильбертово пространство L_2 векторных функций со скалярным произведением

$$\left(\dot{\vec{A}}, \dot{\vec{B}} \right) = \iint_{S'} \dot{\vec{A}}(\xi_1, \xi_2) \dot{\vec{B}}^*(\xi_1, \xi_2) ds \quad \left(\dot{\vec{A}}, \dot{\vec{B}} \in L_2 \right).$$

Здесь знак * означает комплексное сопряжение.

Пусть $\dot{\vec{\Phi}}_i(\xi_1, \xi_2) (i = \overline{1, \infty})$ – все типы магнитных волн, представленные в виде комплексных амплитуд, которые распространяются в питающей линии. Функции $\dot{\vec{\Phi}}_i(\xi_1, \xi_2) (i = \overline{1, \infty})$ принадлежат пространству L_2 и образуют ортогональную в этом пространстве последовательность [9]: $(\dot{\vec{\Phi}}_n, \dot{\vec{\Phi}}_m) = 0, n \neq m (n, m \in \overline{1, \infty})$. Их легко нормировать, разделив на величину $\sqrt{(\dot{\vec{\Phi}}_i, \dot{\vec{\Phi}}_i)}$. Поэтому в дальнейшем будем считать, что свободные волны $\dot{\vec{\Phi}}_i(\xi_1, \xi_2) (i = \overline{1, \infty})$ образуют ортонормированный базис в пространстве L_2 . Обозначим через $\dot{A}_{mi}$ и $\dot{B}_{mi}$ амплитуды падающей и отраженной волны i -го типа колебаний соответственно, а через $\vec{\xi}_{30}$ – орт оси ξ_3 , являющийся нормалью к поверхности S' . Тогда в сечении S' для тангенциальных составляющих электрического $\dot{\vec{E}}_\tau$ и магнитного $\dot{\vec{H}}_\tau$ полей линии передачи энергии можно записать выражения

$$\vec{\xi}_{30} \times \dot{\vec{E}}_\tau = \sum_{i=1}^K Z_i (\dot{A}_{mi} + \dot{B}_{mi}) \dot{\vec{\Phi}}_i(\xi_1, \xi_2) - \sum_{i=K+1}^{\infty} Z_i \dot{B}_{mi} \dot{\vec{\Phi}}_i(\xi_1, \xi_2), \quad (1)$$

$$\dot{\vec{H}}_\tau = \sum_{i=1}^K (\dot{A}_{mi} - \dot{B}_{mi}) \dot{\vec{\Phi}}_i(\xi_1, \xi_2) + \sum_{i=K+1}^{\infty} \dot{B}_{mi} \dot{\vec{\Phi}}_i(\xi_1, \xi_2), \quad (2)$$

где Z_i – характеристическое сопротивление среды для i -го типа волны.

Из соотношения (2), пользуясь ортонормированностью последовательности векторных функций $\{\dot{\vec{\Phi}}_i\}_{i=1}^{\infty}$ в L_2 , получаем, что

$$\dot{A}_{mi} - \dot{B}_{mi} = \left(\dot{\vec{H}}_\tau|_{\xi_3=0}, \dot{\vec{\Phi}}_i \right), i = \overline{1, K}, \quad (3)$$

$$\dot{B}_{mi} = \left(\dot{\vec{H}}_\tau|_{\xi_3=0}, \dot{\vec{\Phi}}_i \right), i = \overline{K+1, \infty}. \quad (4)$$

Эти соотношения позволяют упростить запись правой части равенства (1):

$$\vec{\xi}_{30} \times \dot{\vec{E}}_\tau = 2 \sum_{i=1}^K Z_i \dot{A}_{mi} \dot{\vec{\Phi}}_i(\xi_1, \xi_2) - \sum_{i=1}^{\infty} Z_i \left(\dot{\vec{H}}_\tau|_{\xi_3=0}, \dot{\vec{\Phi}}_i \right) \dot{\vec{\Phi}}_i(\xi_1, \xi_2). \quad (5)$$

Векторные функции $\dot{\vec{\Phi}}_i(\xi_1, \xi_2)$ определены лишь для значений $\xi_1, \xi_2 \in S'$. Определим их для всех точек M поверхности S таким образом:

$$\dot{\vec{\Phi}}_i(M) = \begin{cases} \dot{\vec{\Phi}}_i(\xi_1, \xi_2), & \xi_1, \xi_2 \in S' \\ 0, & \xi_1, \xi_2 \notin S' \end{cases}$$

Вследствие этого в приведенных скалярных произведениях интегрирование по S' можно заменить интегрированием по всей поверхности S объема V .

Теперь определим напряженность электрического поля на внешней поверхности S , включая и S' , вызванную поверхностной плотностью сторонних токов $\dot{j}$. С этой целью, воспользовавшись ме-

тодом векторного потенциала, запишем выражение для векторного потенциала $\vec{A}$ через функции Грина $G(|\vec{r} - \vec{r}'|)$:

$$\vec{A}(M) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \vec{j}(\vec{r}') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds' \quad (M \in S),$$

где $\vec{r}$ и $\vec{r}'$ – соответственно радиус-вектора точек наблюдения и возбуждения. Тогда напряженность электрического поля в любой точке $M \in S$ может быть представлена в виде

$$\vec{E}(M) = \frac{Z_0}{4\pi k i} \left(\text{grad div} + k^2 \right) \iint_S \vec{j}(\vec{r}') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds'.$$

где Z_0 – характеристическое сопротивление вакуума; а k – волновое число.

Если обозначить через $\vec{n}(M)$ орт внешней нормали поверхности S в точке M , то

$$\vec{n} \times \vec{E}(M) = \frac{Z_0}{4\pi k i} \left[\vec{n} \times \left(\text{grad div} + k^2 \right) \iint_S \vec{j}(\vec{r}') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds' \right].$$

Будем теперь считать, что сторонняя поверхностная плотность тока $\vec{j}(M)$ объема V вызвана питающей линией. С учетом наличия воображаемой плотности тока $\vec{j}$ на S' это условие позволяет приравнять правые части соотношения (5) и последнего равенства:

$$2 \sum_{i=1}^k Z_i \dot{A}_{mi} \dot{\Phi}_i(M) - \iint_S \sum_{i=1}^{\infty} Z_i \dot{\Phi}_i^*(M') \dot{H}_{\tau} ds' \dot{\Phi}_i(M) = \frac{Z_0}{4\pi k i} \left[\vec{n} \times \left(\text{grad div} + k^2 \right) \iint_S \vec{j}(M') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds' \right].$$

Для получения интегрального уравнения относительно плотности тока $\vec{j}(M) (M \in S)$ воспользуемся соотношением $\dot{H}_{\tau} = \vec{j} \times \vec{n}$, тогда

$$\begin{aligned} i8\pi k \sum_{i=1}^K Z_i \dot{A}_{mi} \dot{\Phi}_i(M) = i4\pi k \iint_S \sum_{i=1}^{\infty} Z_i \dot{\Phi}_i^*(M') \left(\vec{j}(M') \times \vec{n}(M') \right) ds' + \\ + Z_0 \vec{n}(M) \times \left(\text{grad div} + k^2 \right) \iint_S \vec{j}(M') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds'. \end{aligned} \quad (6)$$

Заменим в этом уравнении комплексные амплитуды падающих волн $\dot{A}_{mi}$ нормированными токами $\dot{a}_i$. Для этого представим мощность i -го типа волны P_i в виде

$$P_i = |\dot{a}_i|^2. \quad (7)$$

С другой стороны,

$$P_i = \frac{1}{2} \iint_{S'} \left(\dot{E}_{i\tau} \times \dot{H}_{i\tau}^* \right) \cdot \vec{\xi}_{30} ds',$$

где

$$\dot{H}_{i\tau} = \dot{A}_{mi} \dot{\Phi}_i(\xi_1, \xi_2), \quad \dot{E}_{i\tau} = Z_i \dot{A}_{mi} \dot{\Phi}_i(\xi_1, \xi_2) \times \vec{\xi}_{30} \quad (i = \overline{1, \infty}).$$

Но так как функции $\dot{\Phi}_i(\xi_1, \xi_2) (i = \overline{1, \infty})$ нормированы в L_2 , то

$$P_i = \frac{Z_i}{2} \left| \dot{A}_{mi} \right|^2.$$

Отсюда, с учетом представления (7), получаем, что нормированные токи падающих волн выражаются через комплексные амплитуды $\dot{A}_{mi}$ соотношением

$$\dot{a}_i = \sqrt{\frac{Z_i}{2}} \dot{A}_{mi} \quad (i = \overline{1, K}).$$

Тогда из равенств (3), (4) легко определяем и нормированные токи отраженных волн $\dot{b}_i$:

$$\dot{b}_i = \begin{cases} a_i - \sqrt{\frac{Z_i}{2}} \iint_{S'} (\dot{j}(M') \times \vec{n}(M')) \dot{\Phi}_i^*(M') ds', & i = \overline{1, K} \\ \sqrt{\frac{Z_i}{2}} \iint_{S'} (\dot{j}(M') \times \vec{n}(M')) \dot{\Phi}_i^*(M') ds', & i = \overline{K+1, \infty}. \end{cases}$$

Уравнение (6) теперь можно записать в виде

$$L[\dot{j}] = \sum_{i=1}^K \sqrt{2Z_i} \dot{a}_i \dot{\Phi}_i(M) \quad (M \in S),$$

где L – линейный интегральный оператор, определяемый соотношением

$$L[\dot{j}] = \iint_S \sum_{i=1}^{\infty} \frac{Z_i}{2} \dot{\Phi}_i^*(M') (\dot{j}(M') \times \vec{n}(M')) \dot{\Phi}_i(M) ds' + \frac{Z_0}{i8\pi k} \vec{n}(M) \times (\text{grad div} + k^2) \iint_S \dot{j}(M') G(\vec{r} - \vec{r}') ds'.$$

Таким образом, задача нахождения поверхностного тока $\dot{j}(M)$ ($M \in S$) при многомодовом возбуждении объемной антенны свелась к решению линейного интегрального уравнения. Выбор численного метода решения этого уравнения зависит от вида антенны и способа ее возбуждения.

Пусть L^{-1} – обратный оператор. Так как он линеен, то с его помощью можно записать решение интегрального уравнения в виде

$$\dot{j}(M) = \sum_{i=1}^K \sqrt{2Z_i} \dot{a}_i L^{-1}[\dot{\Phi}_i] \quad (M \in S).$$

В качестве примера, который позволил бы подтвердить правильность вывода интегрального уравнения, рассмотрим задачу возбуждения ТЕМ волной тонкой проволочной антенны произвольной геометрии через узкую щель. Геометрия антенны, описываемая регулярной кривой L произвольной формы, представлена на рис. 3.

Пусть диаметр сечения цилиндрического провода равен $2a$, а длина щели – Δ . При возбуждении антенны ТЕМ волной поверхностная плотность тока в любой точке $M(x, y, z)$ антенны может быть представлена в виде

$$\dot{j}(M) = \frac{J_S(M)}{2\pi a} \vec{l}_0(M), \quad (8)$$

где $J_S(M)$ – амплитуда поверхностной плотности тока; $\vec{l}_0(M)$ – орг касательной к кривой L в точке M .

В качестве нормированной базисной функции магнитной волны в цилиндрической системе координат ($\xi_1 = \varphi$, $\xi_2 = z$, $\xi_3 = \rho$) рис. 4 возьмем функцию

$$\vec{\Phi}_1(\varphi, z) = \begin{cases} \frac{\vec{\Phi}_0}{\sqrt{2\pi \cdot a \Delta}}; & \varphi, z \in S' \\ 0; & \varphi, z \notin S' \end{cases}, \quad (9)$$

где $\vec{\Phi}_0$ – орт координатной линии φ .

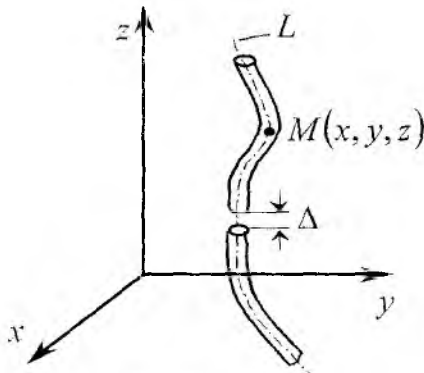


Рис. 3

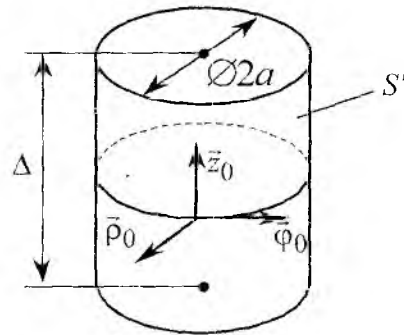


Рис. 4

Запишем уравнение (6) для одной базисной функции

$$\begin{aligned} i8\pi k Z_1 \dot{A}_{m1} \dot{\vec{\Phi}}_1(M) = i4\pi k Z_1 \iint_S \dot{\vec{\Phi}}_1^*(M') \dot{\vec{\Phi}}_1(M) (\dot{\vec{j}}(M') \times \vec{n}(M')) ds' + \\ + Z_0 \vec{n}(M) \times (\text{grad div} + k^2) \iint_S \dot{\vec{j}}(M') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds'. \end{aligned} \quad (10)$$

Преобразуем это уравнение к более простому виду. Первое слагаемое правой части равенства (10) с учетом соотношений (8) и (9) допускает представление

$$i4\pi k Z_1 \iint_S \dot{\vec{\Phi}}_1^*(M') \dot{\vec{\Phi}}_1(M) (\dot{\vec{j}}(M') + \vec{n}(M')) ds' = \begin{cases} \frac{i4\pi k Z_1 J_S(M)}{2\pi a} \vec{\Phi}_0, & M \in S' \\ 0, & M \notin S' \end{cases}. \quad (11)$$

Второе слагаемое представим в виде двух слагаемых

$$\begin{aligned} Z_0 \vec{n}(M) \times (\text{grad div} + k^2) \iint_S \dot{\vec{j}}(M') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds' = Z_0 \vec{n} \times \text{grad div} \iint_S \dot{\vec{j}}(M') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds' + \\ + Z_0 k^2 \vec{n} \times \iint_S \dot{\vec{j}}(M') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds'. \end{aligned}$$

Займемся преобразованием этих слагаемых. С этой целью введем естественную параметризацию регулярной кривой L , выбрав в качестве параметра кривой ее длину l' ($0 \leq l' \leq L_0$, L_0 – что

$$Z_0 \vec{n} \times \text{grad div} \iint_S \dot{\vec{j}}(M') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds' = -\vec{\Phi}_0 Z_0 \frac{d}{dl} \int_0^{L_0} J_s(l') \frac{\partial G(l, l')}{\partial l'} dl', \quad (12)$$

а

$$\begin{aligned} Z_0 k^2 \vec{n} \times \iint_S \dot{\vec{j}}(M') G(|\vec{r} - \vec{r}'|) ds' = -\vec{l}_0 Z_0 k^2 \int_0^{L_0} \vec{l}_0(l') \vec{\Phi}_0(l) J_s(l') G(l, l') dl' + \\ + \vec{\Phi}_0 Z_0 k^2 \int_0^{L_0} \vec{l}_0(l) \vec{l}_0(l') J_s(l') G(l, l') dl'. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь введены обозначения $\bar{l}(l) = \bar{l}(\bar{r}(l))$, $J_s(l') = J_s(\bar{r}(l'))$, $G(l, l') = G(\bar{r}(l) - \bar{r}(l'))$.

Подставив правые части равенств (9), (11), (12), (13) в уравнение (10) и приравняв при векторе $\bar{\Phi}_0$ составляющие, получаем интегральное уравнение для плотности тока тонкого провода, возбуждаемого в узкой щели ТЕМ волной

$$\frac{d}{dl} \int_0^{L_0} J_s(l') \frac{\partial G(l, l')}{\partial l'} dl' - k^2 \int_0^{L_0} J_s(l') G(l, l') \bar{l}_0(l) \bar{l}_0(l') dl' - \frac{i2kZ_1}{aZ_0} J_s(l) H(l) = - \frac{i8\pi k Z_1}{Z_0 \sqrt{2\pi a \Delta}} \dot{A}_{m1} H(l).$$

где $H(l) = \begin{cases} 1, & l \in \Delta_0 \\ 0, & l \notin \Delta_0 \end{cases}$ - единичный импульс в щели; Δ_0 - множество значений параметра l , при которых радиус-вектор $\bar{r}(l)$ пробегает зазор щели Δ .

В нормированных токах падающей и отраженной волн это уравнение преобразовывается к виду

$$\frac{d}{dl} \int_0^{L_0} J_s(l') \frac{\partial G(l, l')}{\partial l'} dl' - k^2 \int_0^{L_0} J_s(l') G(l, l') \bar{l}_0(l) \bar{l}_0(l') dl' = - \frac{i4k}{Z_0} \sqrt{\frac{\pi Z_1}{a \Delta}} (\dot{a} + \dot{b}) H(l). \quad (14)$$

С другой стороны, в щели антенны для тангенциальной составляющей стороннего электрического поля $\dot{\vec{E}}_\tau^{cm}$ можно записать, что

$$\dot{\vec{E}}_\tau^{cm} = Z_1 (\dot{A}_{m1} + \dot{B}_{m1}) \bar{\Phi}_1(\xi_1, \xi_2) \times \bar{\xi}_{30} = \sqrt{2Z_1} (\dot{a} + \dot{b}) \frac{1}{\sqrt{2\pi a \Delta}} (\bar{\Phi}_0 \times \bar{\rho}_0) = \sqrt{\frac{Z_1}{\pi a \Delta}} (\dot{a} + \dot{b}) (-\bar{z}_0).$$

С учетом этого соотношения уравнение (14) принимает вид

$$\frac{d}{dl} \int_0^{L_0} J_s(l') \frac{\partial G(l, l')}{\partial l'} dl' - k^2 \int_0^{L_0} J_s(l') G(l, l') \bar{l}_0(l) \bar{l}_0(l') dl' = i4\pi\omega\epsilon_a \dot{\vec{E}}_\tau^{cm}.$$

Это интегральное уравнение Поклингтона для тонкой проволочной антенны произвольной геометрии, возбуждаемой сторонним электрическим полем.

Заключение

При многомодовом возбуждении объемной антенны произвольной геометрической формы получено интегральное уравнение для поверхностной плотности тока. На примере возбуждения тонкой проволочной антенны через узкую щель ТЕМ волной полученное интегральное уравнение сведено к известному уравнению Поклингтона.

Список литературы: 1. Лучанингов А.И., Шифрин Я.С. Антенны с нелинейными элементами: Справочник по антенной технике / Под ред. Л.Д. Бахраха и Е.Г. Зелкина. М.: Изд-во ИПРЖР, 1997. Т.1. Гл. X. С. 207-235. 2. Schwering F., Oliner A.A. MillimeterWave Antennas // In: Antenna Handbook. 1993. Vol. 4. / Ed. by Y.T. Lo, S.W. Lee. N. Y.: Van Nostrand Reinhold. 1993. P. 17-5...17-150. 3. Phase control in injection locked microstrip active antennas / Hall P.S., Morrow I.L., Haskins P.M., Dabele J.S // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig. 1994. P. 1227-1230. 4. Jain F.C., Bansal R. Monolithic semiconductor antennas for millimeter wave Si and GaAs integrated circuit technologies // Int. Journal of Infrared and Millim. Waves. 1985. V.6. N 2. P. 141. 5. Hansen R.C. Antenna applications of superconductors // IEEE Trans. 1991. V. MTT39. N 9. P.1508-1512. 6. Censor D. Scattering by weakly nonlinear objects // SIAM Journ. of Applied Mathematics. 1983. V. 43. N 6. P.14001417. 7. Caorsi S., Massa A., Pastorino M. A numerical solution to full-vector electromagnetic scattering by three-dimensional nonlinear bounded dielectrics // IEEE Trans. on MTT. 1995. V. 43. N 2. P. 436. 8. Mei K.K. FDTD method and antenna design // Proc. Int. Symp. on AP. (Sapporo, Japan). 1992. Vol. 3. P. 701-703. 9. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ. М.: Высш. шк., 1990. 335 с.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 8.06.2000

ФЛУКТУАЦИИ ЭФФЕКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ РАССЕИВАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ АКУСТИЧЕСКИХ И РАДИОАКУСТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Рассеивающие объекты акустических (АС) и радиоакустических систем (РАС) зондирования атмосферы относятся к объемно-распределенным протяженным целям. Протяженные цели характеризуются флуктуациями положения эффективного центра рассеяния, что приводит к существенным ошибкам в определении их координат и параметров движения [1, 2]. Рассмотрим модели, описывающие блуждание эффективного центра рассеяния ограниченного объема поля естественных неоднородностей атмосферы, рассеивающих акустический сигнал, а также центра акустического волнового пакета (АВП), рассеивающего радиоволну.

Фазовый фронт волны, переизлученной точечной целью, является сферой. Для протяженной (многоточечной) цели переизлученная волна в каждой точке пространства является суммой элементарных волн, рассеянных отдельными участками (точками) цели, и фазовый фронт ее уже не будет сферическим. Нормаль к фронту такой волны укажет направление не на действительный центр цели, а на так называемый эффективный, или кажущийся центр (КЦ), положение которого зависит от соотношения амплитуд и фаз элементарных волн. Если это соотношение меняется случайным образом, то центр рассеяния блуждает, вызывая флуктуации пеленга (угловой шум), амплитуды суммарной волны (амплитудный шум), а также времени прихода сигнала (дальномерный шум). Наличие рассмотренных видов шумов цели приводит к дополнительным ошибкам в определении соответствующих координат. Блуждание кажущегося центра приводит также к появлению ошибок при определении радиальной и угловых скоростей движения цели.

Физическая природа возникновения всех указанных видов шумов протяженных объектов является общей, и это позволяет использовать при анализе статистических характеристик различных видов шумов схожие подходы и результаты анализа, полученные для другого вида шума.

Поле неоднородностей атмосферы, рассеивающих акустический сигнал, в соответствии с разработанной структурно-физической моделью [3] представляет собой совокупность квазисинусоидальных линейных решеток, оси которых ориентированы вдоль вектора рассеяния $\vec{b}$ (направлен вдоль оси x), а пространственный период при обратном рассеянии соответствует половине длины волны λ зондирующего сигнала. Амплитуды и начальные фазы решеток случайны и зависят только от структуры реальной среды. Каждую из решеток можно рассматривать как выборку узкополосного случайного процесса $\varepsilon_i(x)$. Радиус поперечной корреляции решеток в плоскости y, z — $\rho_k = \lambda/4$, число их J в рассеивающем объеме с поперечным размером L_1 : $J \approx (2L_1/\lambda)^2$. Закон распределения огибающей суммарного сигнала, как показано в [3], является релеевским, а закон распределения фазы — равномерным в интервале $[0, 2\pi]$.

При радиоакустическом зондировании атмосферы, особенно на малых дальностях, статистические свойства сигнала будут иными. На небольших дальностях, когда АВП представляет собой единую когерентную структуру, рассеянный сигнал можно описать квазидетерминированной моделью с неопределенными параметрами. Далее по высоте, когда происходят изменения структуры АВП, вызванные турбулентностью, поле звуковой волны представим в виде суммы среднего (когерентного) $\langle \varepsilon(\vec{r}, t) \rangle$ поля и флуктуационного (некогерентного) поля $\varepsilon_f(\vec{r}, t)$: $\varepsilon(\vec{r}, t) = \langle \varepsilon(\vec{r}, t) \rangle + \varepsilon_f(\vec{r}, t)$, где $\vec{r}$ — радиус вектор точки пространства; t — время. $\varepsilon(\vec{r}, t)$ удобно записать в виде $\varepsilon = \varepsilon_0 \exp(\chi_1 + iS_1)$, где ε_0 — невозмущенное турбулентностью поле; χ_1, S_1 — флуктуации логарифма амплитуды (уровня) и фазы волны, вызванные турбулентностью. Учитывая, что дисперсия флуктуаций уровня σ_χ^2 значительно меньше дисперсии флуктуаций фазы σ_s^2 , имеем $\varepsilon = \varepsilon_0 \exp(iS_1)$.

Флуктуации уровня и фазы являются следствием прохождения волной большого числа неоднородностей, в результате чего χ_1, S_1 нормализуются. Значения ε , следовательно, распределены по логарифмически нормальному закону. Воспользовавшись соотношением

$$\langle \exp(iS_1) \rangle = \exp(-1/2 \langle S_1^2 \rangle),$$

справедливым для нормально распределенной случайной величины с нулевым математическим ожиданием [4], когерентное поле запишем как $\langle \varepsilon \rangle = \varepsilon_0 \langle \exp iS_1 \rangle = \varepsilon_0 \exp(-\sigma_s^2/2)$.

Интенсивность когерентного звукового поля определяется выражением $I_c = |\langle \varepsilon \rangle|^2 = \varepsilon_0^2 \exp(-\sigma_s^2)$, интенсивность флуктуационного поля - $I_f = \langle |\varepsilon_f|^2 \rangle$, а их сумма составляет среднюю интенсивность звуковой волны $\langle I \rangle = I_c + I_f$. С увеличением пройденного волной расстояния относительный вес составляющей I_c в звуке уменьшается, а вес составляющей I_f увеличивается, так как последняя «подпитывается» из I_c . Когерентная и флуктуационная компоненты акустического поля формируют соответствующие компоненты радиосигнала, рассеянного на звуке.

Таким образом, структуру АВП можно представить в виде комбинации когерентной решетки с детерминированными параметрами и множества линейных решеток со случайными параметрами, порождаемых флуктуационным полем. Когерентная решетка представляет собой стабильно отражающий объект, формирующий рассеянный сигнал с постоянной амплитудой. Решетки со случайными параметрами создают рассеянное поле, распределение амплитуды которого характеризуется законом Релея. Распределение огибающей суммарного радиосигнала при заданных условиях, как известно [1, 2], характеризуется обобщенным законом Релея.

В силу физической общности процессов рассеяния в объектах АС и РАС зондирования атмосферы анализ свойств шумов объектов осуществим в рамках общей математической модели, с учетом необходимых замечания. Анализ выполним относительно некоторого обобщенного параметра ψ , под которым будем понимать относительную ошибку определения дальности (абсолютная ошибка нормируется на половину продольного размера цели) либо относительную ошибку одного из углов, определяющих направление (угол места, азимут), нормирование в этом случае выполняется на половину соответствующего углового размера цели. Основанием для такого обобщенного рассмотрения является то, что дальномерная и линейная погрешности пеленга представляют собой проекции отклонения КЦ цели соответственно на линию визирования и нормаль к ней, а формулы для относительных дальномерной и угловой погрешностей, полученные во [2] для протяженных целей, по виду совпадают.

При анализе шумов объектов АС под ψ понимаем угловые или дальномерную ошибки, применительно к РАС – только дальномерную погрешность, что связано с узконаправленным угловым переизлучением АВП.

Как следует из анализа особенностей рассеяния объектов АС и РАС зондирования атмосферы, источниками вторичного излучения сигнала являются некоторые структурные образования – решетки, находящиеся в рассеивающем объеме, каждая из которых создает рассеянный сигнал вида $u_{ijk}(t) = U_{ijk}(t) \cos[\omega t - \varphi_{ijk}(t)]$, где i, j, k – индексы отсчета эффективных центров решеток в направлении осей x, y, z ; ω – частота монохроматического зондирующего сигнала; U_{ijk}, φ_{ijk} – огибающая и фаза. Квадратурные составляющие сигнала решетки $s_{ijk}(t) = U_{ijk}(t) \cos \varphi_{ijk}(t)$, $e_{ijk}(t) = U_{ijk}(t) \sin \varphi_{ijk}(t)$.

Квадратурные составляющие результирующего рассеянного сигнала, определяющие дальномерную и угловые ошибки цели ψ , составляют нормальный четырехмерный вектор $\vec{S} = [s_1, e_1, s_2, e_2]^T$.

Компоненты вектора $\vec{S}$ определяются следующим образом:

$$s_1 = U_1 \cos \Psi_1 = \sum_i \sum_j \sum_k s_{ijk}, \quad e_1 = U_1 \sin \Psi_1 = \sum_i \sum_j \sum_k e_{ijk},$$

где U_1, Ψ_1 – огибающая и фаза процесса;

$$s_2 = U_2 \cos \Psi_2 = \sum_i \sum_j \sum_k v_i s_{ijk}, \quad e_2 = U_2 \sin \Psi_2 = \sum_i \sum_j \sum_k v_i e_{ijk},$$

где v_i – относительная (безразмерная) координата центра ijk -ой решетки вдоль анализируемого направления; при анализе ошибок дальности $v_i = x_i/X_0$, при анализе ошибок пеленга $v_i = y_i/Y_0$ или $v_i = z_i/Z_0$, здесь X_0, Y_0, Z_0 – продольный и поперечные размеры рассеивающего объема соответственно; U_2, Ψ_2 – амплитуда и фаза процесса.

Далее будем использовать также непрерывную функцию $E(x, y, z)$, характеризующую усредненную по ансамблю плотность интенсивности сигналов решеток по рассеивающему объему. Использование непрерывной функции $E(x, y, z)$ в ряде случаев упрощает запись, но не является ограничивающим фактором, позволяя при необходимости вводить в рассеивающий объем дискретные элементы.

Компоненты вектора $\vec{S}$ образуют симметричную корреляционную матрицу

$$B = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & 0 & k_{13}\sigma_1\sigma_2 & 0 \\ 0 & \sigma_1^2 & 0 & k_{24}\sigma_1\sigma_2 \\ k_{31}\sigma_1\sigma_2 & 0 & \sigma_2^2 & 0 \\ 0 & k_{42}\sigma_1\sigma_2 & 0 & \sigma_2^2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\sigma_1^2 = L \iiint E(v, y, z) dy dz dv, \quad \sigma_2^2 = L \iiint v^2 E(v, y, z) dy dz dv, \quad k = \frac{L}{\sigma_1\sigma_2} \iiint v E(v, y, z) dy dz dv, \quad (2)$$

L – общее обозначение размера цели; $k = k_{13} = k_{31} = k_{24} = k_{42}$ – коэффициент корреляции составляющих вектора, характеризующий асимметричность объекта в анализируемом направлении. Компоненты вектора $\vec{S}$ имеют нулевые математические ожидания, кроме первого $\langle s_1 \rangle = U_0$, где U_0 – амплитуда детерминированного сигнала, полученного от когерентной решетки. Выражения (2) записаны для анализа ошибок вдоль оси X и легко видоизменяются для выполнения анализа в других направлениях.

Используя четырехмерное нормальное распределение составляющих вектора $\vec{S}$, можно получить общее выражение [2], характеризующее распределения дальномерного и углового шумов объектов произвольной формы с любым видом функции $E(x, y, z)$, описывающей плотность источников элементарных волн по объему,

$$P(v) = \frac{q(1-k^2)}{2(1-2kqv + q^2v^2)^{3/2}} \exp\left(-l^2 + \frac{h}{2}\right) \left\{ (1+h)I_0\left(\frac{h}{2}\right) + hI_1\left(\frac{h}{2}\right) + \frac{(lk)^2}{1-k^2} \left[I_0\left(\frac{h}{2}\right) + I_1\left(\frac{h}{2}\right) \right] \right\}, \quad (3)$$

где $I_0(h/2), I_1(h/2)$ – функции Бесселя нулевого и первого порядков;

$$l = \frac{U_0}{\sqrt{2}\sigma_1}; \quad q = \frac{\sigma_1}{\sigma_2}; \quad h = \frac{(1-2kqv)l^2}{1-2kqv + q^2v^2}.$$

Из равенства (3) при $U_0 = 0$ получим выражение для дальномерного и углового шумов рассеивающих объектов АС относительно произвольного центра координат

$$P(v) = \frac{q(1-k^2)}{2(1-kqv + q^2v^2)^{3/2}}. \quad (4)$$

Совмещением центра системы координат xuz со среднестатистическим центром рассеяния объекта можно обеспечить диагональность корреляционной матрицы (1), что соответствует условию

$k = 0$. Такую систему координат называют центрированной. Приняв в выражении (4) $k = 0$, получим выражение для распределения дальномерного и углового шумов симметричного объема рассеяния, содержащего естественные неоднородности:

$$P(v) = \frac{q}{2(1 + q^2 v^2)^{3/2}}. \quad (5)$$

Выражение (5) представляет собой закон Стюдента с двумя степенями свободы, который симметричен относительно точки $\langle v \rangle = 0$. При этом эффективная ширина его зависит от параметра q . Дисперсии отклонения v не существует, а среднее значение модуля $\langle |v| \rangle = 1/q$. Наибольшее значение $\langle |v| \rangle$ соответствует $q = 1$.

Из соотношения (3) при $k = 0$ получим выражение для дальномерного шума АВП относительно среднестатистического центра рассеяния

$$P(v) = \frac{q}{2(1 + q^2 v^2)^{3/2}} \exp\left(-l^2 + \frac{h_1}{2}\right) \left[(1 + h_1) I_0\left(\frac{h_1}{2}\right) + h_1 I_1\left(\frac{h_1}{2}\right) \right], \quad (6)$$

где $h_1 = \frac{l^2}{1 + q^2 v^2}$.

Анализ выражений (4), (5), (6) показывает следующее. При большом l , т. е. при значительном превышении сигнала когерентной решетки АВП над суммарным сигналом случайных решеток, что соответствует малым дальностям, область флуктуаций v невелика, а при $l \rightarrow \infty$ сужается до δ -функции. С уменьшением l (при увеличении дальности до пакета) диапазон флуктуаций эффективного центра расширяется и при $l \rightarrow 0$ выражение (6) превращается в (5). Следовательно, рассеивающий объем, содержащий естественные турбулентные неоднородности, характеризуется большими значениями ошибок оценки координат, порождаемых блужданием КЦ, по сравнению с АВП.

Если выбранный центр рассеивающих объектов АС и РАС (точка, где $v = 0$) не совпадает со статистическим центром рассеяния, то происходит смещение моды и значения математического ожидания распределения v : сторона смещения определяется знаком коэффициента корреляции k , а величина смещения – значением его модуля. Смещение уменьшается с увеличением интенсивности сигнала когерентной решетки АВП. Вероятность превышения измеренным значением v некоторого предварительно заданного значения v_0 (в том числе размера цели) определяется выражением

$$P_0(|v| \geq v_0) = 2 \int_{v_0}^{\infty} P(v) dv. \quad (7)$$

Анализ свойств амплитудных шумов рассеянных сигналов АС и РАС зондирования атмосферы в рамках рассматриваемой модели естественным образом приводит к релеевскому закону распределения с параметром σ_1^2 (АС) и обобщенному распределению Релея с параметрами U_0 и σ_1^2 (РАС).

Как нетрудно заметить, параметры распределений (4), (5), (6) определяются видом и параметрами функции $E(x, y, z)$. Функцию $E(x, y, z)$ в соответствии с равенствами (2) можно свести к функции одной переменной $E(v)$, которая по физическому смыслу представляет собой форму диаграммы направленности антенны либо временную огибающую зондирующего акустического сигнала. Представим результаты расчетов по формулам (2), (3) для наиболее распространенных в АС и РАС видов функции $E(v)$, результаты расчетов для равномерной функции представлены также в [2].

1. Объект характеризуется равномерной функцией $E(v)$ в анализируемом направлении: $E(v) = \alpha^2$, $-1 \leq v \leq 1$. Тогда $\sigma_1^2 = 2L\alpha^2$, $\sigma_2^2 = (2/3)L\alpha^2$, $\langle v \rangle = 0$, $q = \sqrt{3}$, $l = 0$.

2. Объект характеризуется гауссовской функцией $E(v) = \alpha^2 e^{-v^2}$ в диапазоне значений $v \in [-\infty, \infty]$: $\sigma_1^2 = \sqrt{\pi}L\alpha^2$ (где L – длина (угол), на которой функция $E(v)$ уменьшается до значения

$$\alpha^2/e), \sigma_2^2 = \sqrt{\pi}/2 L\alpha^2, \langle v \rangle = 0, q = \sqrt{2}, l = 0.$$

3. Функция $E(v)$ равномерна в интервале $-1 \leq v \leq 1$, но объект содержит также когерентную решетку $E_1(v) = \alpha_0^2 \delta(0)$, (где $\delta(\cdot)$ – дельта-функция), формирующую детерминированный сигнал, с эффективным центром в точке $v = 0$. В этом случае $\sigma_1^2 = 2L\alpha^2$, $\sigma_2^2 = (2/3)L\alpha^2$, $\langle v \rangle = 0$, $q = \sqrt{3}$, $l = \frac{1}{\sqrt{4L}} \frac{\alpha_0}{\alpha}$.

4. Функция $E(v)$ – гауссовская $E(v) = \alpha^2 e^{-v^2}$, но присутствует когерентная решетка $E_1(v) = \alpha_0^2 \delta(0)$ с центром в начале координат. При этом $\sigma_1^2 = \sqrt{\pi} L \alpha^2$, $\sigma_2^2 = \sqrt{\pi}/2 (L \alpha^2)$, $\langle v \rangle = 0$, $q = \sqrt{2}$, $l = (1/(2L\sqrt{\pi}))^{1/2} \alpha_0/\alpha$.

Совместные многомерные распределения угловых и дальномерной ошибок, а также амплитуды A суммарного рассеянного сигнала протяженных целей не представляются в виде одномерных законов [1, 2]. Следовательно, имеется статистическая взаимосвязь различных видов шумов объекта, обусловленная общей физической природой их появления.

Запишем выражение [2], определяющее совместное распределение обобщенного параметра v и амплитуды A рассеянного сигнала, справедливое для объектов РАС:

$$P(v, A) = \frac{qA^2}{(2\pi)^{1/2} \sigma_1^3} \exp \left[-\frac{A^2}{2\sigma_1^2} (l + q^2 v^2) - l^2 \right] I_0 \left(\frac{\sqrt{2} l A}{\sigma_1} \right). \quad (8)$$

Получим из данного равенства (8) условное распределение $P(v/A) = P(v, A)/P(A)$, используя в качестве $P(A)$ обобщенный закон Релея:

$$P(v/A) = \frac{qA}{(2\pi)^{1/2} \sigma_1} \exp \left[-\frac{(qAv)^2}{2\sigma_1^2} \right]. \quad (9)$$

Выражение для объектов АС полностью совпадает с равенством (9), из которого следует, что при заданной амплитуде рассеянного сигнала параметр v в АС и РАС распределен по нормальному закону с дисперсией

$$\sigma_v^2 = \sigma_1^2 / (qA)^2. \quad (10)$$

Дисперсия σ_v^2 зависит от амплитуды A , параметра σ_1^2 , определяющего уровень флуктуационной составляющей в сигнале, а также параметра объекта q . Формально выражение (10) выглядит одинаково для объектов АС и РАС, но в РАС при заданном A уровень σ_1^2 меньше, если сигнал U_0 от когерентной решетки отличен от нуля, а, следовательно, значение σ_v^2 при заданном q также меньше. При выполнении измерений в АС и РАС необходимо иметь в виду, что с уменьшением амплитуды A сигнала существенно возрастает дисперсия флуктуаций самих информативных параметров, порождаемых шумами объекта (не следует путать с ошибкой оценки параметров вследствие действия помех).

Получим из выражения (10) равенства, определяющие средние значения дисперсии для объектов АС и РАС. В АС огибающая распределена по закону Релея, следовательно, $\langle A^2 \rangle = 2\sigma_1^2$. Применительно к РАС для обобщенного распределения Релея $\langle A^2 \rangle = 2\sigma_1^2 + U_0^2$. Тогда

$$\langle \sigma_{vAC}^2 \rangle = \frac{1}{2q^2}, \quad \langle \sigma_{vPAC}^2 \rangle = \frac{\sigma_1^2}{q^2 (2\sigma_1^2 + U_0^2)} = \frac{1}{2q^2 (1 + l^2)}. \quad (11)$$

Как видно из соотношения (11), средняя дисперсия флуктуаций измеряемого параметра и КИ рассеяния объектов АС не зависит от амплитуды A сигнала и не зависит, следовательно, от расстояния до объекта. $\langle \sigma_{\text{вАС}}^2 \rangle$ зависит только от параметра объекта q , определяемого его формой. $\langle \sigma_{\text{вРАС}}^2 \rangle$ является функцией отношения амплитуд когерентной и флуктуационной составляющих сигнала, а также функцией q .

Среднеквадратическое отклонение $\left(\langle \sigma_{\text{в}}^2 \rangle \right)^{1/2}$ для объектов АС с прямоугольной функцией $E(v)$ составляет $\left(\langle \sigma_{\text{в}}^2 \rangle \right)^{1/2} = 0,41$, с гауссовской функцией – $\left(\langle \sigma_{\text{в}}^2 \rangle \right)^{1/2} = 0,5$, для объектов РАС с соответствующими функциями $\left(\langle \sigma_{\text{в}}^2 \rangle \right)^{1/2} \leq 0,41$, $\left(\langle \sigma_{\text{в}}^2 \rangle \right)^{1/2} \leq 0,5$ в зависимости от дальности.

Параметры $\sigma_{\text{в}}^2$ широко используются в радиолокации для распознавания целей [2]. Оценим также возможность использования параметров $\langle \sigma_{\text{вАС}}^2 \rangle$ и $\langle \sigma_{\text{вРАС}}^2 \rangle$ для определения характеристик рассеивающих объектов и атмосферы.

В АС значения дисперсии флуктуаций угловых и дальномерных шумов не могут использоваться в качестве информативных характеристик, поскольку не зависят от метеорологических параметров, а определяются функцией $E(v)$. В АС информативна только дисперсия амплитудного шума σ_1^2 , определяемая характеристиками турбулентности. В РАС информативной является дисперсия флуктуаций дальномерного шума, поскольку соотношение l когерентной и флуктуационной составляющих сигнала определяется характеристиками турбулентности атмосферы. Информативны, естественно, и параметры амплитудного шума σ_1^2 и U_0 .

При определении вероятности выхода параметра v за пределы рассеивающего объема в соответствии с формулой (7) может быть применен нормальный закон с дисперсией (11), тогда задача решается с помощью табулированной функции Крампа.

Представленные соотношения позволяют оценивать характеристики угловых и дальномерных шумов рассеивающих объектов АС и РАС зондирования атмосферы и могут использоваться при определении интегральной погрешности результатов измерений, а также при интерпретации экспериментальных данных. Результаты исследований позволят также грамотно проектировать системы автосопровождения рассматриваемых объектов по координатам, правильно выбирая ширину дискриминационной характеристики и параметры сглаживающих фильтров.

Список литературы: 1. Штагер Е.А. Рассеяние радиоволн на телах сложной формы. М.: Радио и связь, 1986. 184 с. 2. Островитянов Р.В., Басалов Ф.А. Статистическая теория радиолокации протяженных целей. М.: Радио и связь, 1982. 232 с. 3. Петров В.А., Карташов В.М. Анализ структурно-физической модели рассеяния волн в турбулентной атмосфере // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 114. С. 181-184. 4. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 23.06.2000

ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ ТЕОРИИ И ТЕХНИКИ РАДИОЛОКАЦИИ НА СИСТЕМНОМ УРОВНЕ

Современные локации, и особенно перспективные радиолокационные системы, являются сложными объектами для математического описания на системном уровне их состояния и поведения. Это является одной из причин того, что теория радиолокации стала развиваться по отдельным направлениям и устройствам. При этом предполагается, что отношение сигнал-помеха является постоянной величиной. Локация, у которого параметры зондирующего сигнала и отношение сигнал-помеха при выполнении отдельных операций остаются неизменными, называется статическим. В реальных условиях, особенно при наблюдении больших потоков целей при наличии сильного противодействия, отношение сигнал-помеха существенно изменяется. Изменяются во времени и другие характеристики, связывающие локация с внешней средой. Так, естественное движение целей и источников помех во времени и пространстве, а также изменение параметров турбулентной атмосферы, намеренное изменение параметров средств создания активных и пассивных помех приводят к тому, что уровень совокупного мешающего сигнала на входе приемника и отношение сигнал-помеха, плотность потока целей, входящих в зону обнаружения, изменяются на несколько порядков и непредсказуемым образом. Фактически локация оказывается динамическим даже при неизменных параметрах зондирующих сигналов, а отдельные операции уже сейчас являются адаптивными (фильтр Калмана, автофокусировка и др.). Всё это приводит к необходимости развития и совершенствования теории радиолокации на системном уровне и к разработке единой теории оптимальных статических, динамических и адаптивных локаций, у которых параметры, состояние, структура, ресурс и системные характеристики качества были бы согласованы с характеристиками внешней среды.

В [1] рассмотрена системная теория динамических и адаптивных радиолокационных систем на основе разработанного дифференциально-игрового метода синтеза, анализа и конфликтного управления состоянием, а также на основе методов отыскания в аналитическом виде уравнений состояния и уравнений динамики системы и её подсистем. Если система самостоятельно анализирует состояние внешней среды и согласовывает с ним своё состояние, то такая радиолокационная система называется *адаптивной*. Если состояние внешней среды задано, а система согласовывает с ним своё состояние, то такая система называется *динамической*.

Целью статьи является рассмотрение этапов развития теории и техники радиолокации и соответствующих им классов радиолокационных систем – статических, динамических и адаптивных.

1. Системные показатели качества радиолокационной системы и её внешней среды

Радиолокационная система, внешняя среда, действующая по её входу (потоки целей, истинных и ложных, источников активных помех и ионизированных образований, области дипольных отражателей, турбулентная атмосфера), и внешняя среда, действующая по её выходу (активные средства), рассматриваются как три тесно связанные системы, которые взаимодействуют между собой с различными интересами, постоянно совершенствуются, развиваются и влияют друг на друга. По степени сложности, способности анализировать состояние внешней среды и изменять свое состояние общий процесс развития и совершенствования взаимодействующих систем можно условно разделить на этапы, которым ставятся в соответствие этапы развития теории и техники радиолокации и упомянутые классы радиолокационных систем – статических, динамических и адаптивных.

Каждую из взаимодействующих систем будем характеризовать набором системных характеристик, которые определяют её состояние, поведение и качество решаемых задач. Для этого введем составной вектор, компонентами которого являются такие характеристики, как $\mathbf{V}(t)$, $\mathbf{U}(t)$, $\mathbf{W}(t)$ – векторы системных параметров средств создания помех, информационной системы и активных средств соответственно $X_v(t)$, $X_u(u, v, t)$, $X_w(t)$ – скалярные функции, описывающие состояние взаимодей-

ствующих систем; $\dot{X}_v(t)$, $\dot{X}_u(u, v, t)$, $\dot{X}_w(t)$ – скалярные функции, описывающие скорость изменения состояния систем; $\mathbf{K}_v(t)$, $\mathbf{K}_u(t)$, $\mathbf{K}_w(t)$ – векторы системных показателей качества рассматриваемых систем. Здесь $u(t)$, $v(t)$ – многомерные функции, объединяющие параметры информационной системы и средств создания помех.

Составной вектор системных характеристик взаимодействующих систем представим в виде

$$S(t) = \left\| V(t) \ U(t) \ W(t) \ X_v(t) \ X_u(u, v, t) \ X_w(t) \ \dot{X}_v(t) \ \dot{X}_u(u, v, t) \ \dot{X}_w(t) \ K_v(t) \ K_u(t) \ K_w(t) \right\|^T.$$

Компонентами векторов системных показателей качества взаимодействующих систем являются: $N_v(t)$, $N_u(u, v, t)$, $N_w(t)$ – число целей, вошедших в зону обнаружения к текущему моменту времени; число целей, обслуженных в информационной системе и в системе потребления информации; $V_p(t)$, $U_p(t)$, $W_p(t)$ – векторы предельных значений параметров, которые они могут принимать (энергетические ресурсы систем); $P_u(u, v, t)$, $P_w(t)$ – вероятности выполнения операций информационной системой и системой потребления информации; $\tau_{u,ad}$, $\tau_{w,ad}$ – время адаптации (последствие) системы и активных средств; $(\delta l(t))_u$, $(\delta l(t))_w$ – линейная пространственная разрешающая способность системы и активных средств; $C_v(t)$, $C_u(u, v, t)$, $C_w(t)$ – стоимость взаимодействующих систем; $\sigma_u(u, v, t)$, $\sigma_w(t)$ – векторы ошибок измерения пространственных координат в информационной системе и ошибок наведения активных средств; $R_u(u, v, t)$, $R_w(t)$ – дальность действия информационной системы и активных средств. Матрицу системных показателей качества взаимодействующих систем запишем в виде

$$K(t) = \left\| K_u(t) \ K_v(t) \ K_w(t) \right\| = \begin{bmatrix} N_u(u, v, t) & N_v(t) & N_w(t) \\ U_p(t) & V_p(t) & W_p(t) \\ P_u(u, v, t) & 0 & P_w(t) \\ (\delta l(t))_u & 0 & (\delta l(t))_w \\ \tau_{u,ad} & 0 & \tau_{w,ad} \\ C_u(u, v, t) & C_v(t) & C_w(t) \\ \sigma_u(u, v, t) & 0 & \sigma_w(t) \\ R_u(u, v, t) & 0 & R_w(t) \end{bmatrix}.$$

Будем считать, что наиболее важными и определяющими системными показателями качества информационной системы являются: число целей, обслуженных в системе при условии, что выполняются все требования, предъявляемые со стороны активных средств и ее ресурс. Тогда все остальные системные показатели качества системы можно считать фиксированными величинами, которые в процессе функционирования должны оставаться не хуже заданных. Требования активных средств сводятся к тому, чтобы выделить область в пространстве с размерами $(\delta l(t))_w$, удаленную на расстояние $R_u(u, v, t)$. В этой области может находиться точечная цель или отражающий элемент цели ("блестящая точка"). Необходимо определить также состояние цели до воздействия активными средствами и после него. Состояние протяженной цели может, например, определяться числом рассеивающих центров, их взаимным расположением и ориентацией в пространстве. По изменению состояния цели можно осуществить контроль факта воздействия активных средств. Радиолокационную систему, способную получать изображение протяженной цели и оценивать ее состояние по результатам воздействия на неё активных средств, будем называть *локационно-голографической информационной системой*.

2. Этапы развития теории и техники радиолокации

2.1. Статические радиолокационные системы

На первом этапе развития теории и техники радиолокации применялись статические локаторы. Цель принималась одиночной, точечной и расположенной на максимальной дальности. Помехами являлись собственные шумы приемника. Состояние локатора описывалось уравнением радиолокации. Теория оптимального обнаружения сигналов и измерения их параметров позволяла построить характеристики обнаружения, по которым определялись вероятности правильного и ложного обнаружения и соответствующий им пороговый сигнал. Все параметры локатора и системные показатели качества (дальность, точность измерения координат и др.) рассчитывались при использовании отношения сигнал-шум. Составной вектор системных характеристик взаимодействующих систем для статического локатора принимает вид

$$S_{st} = \begin{bmatrix} V & U & W & X_v & X_u & X_w & 0 & 0 & 0 & K_v & K_u & K_w \end{bmatrix}^T.$$

2.2. Дискретно-статические радиолокационные системы

На втором этапе развития теории радиолокации ставится задача наблюдения умеренных потоков целей в условиях влияния умеренных помех. Локаторы при этом остаются *статическими*, примером которых могут служить сложные современные многофункциональные локаторы, создаваемые на основе применения ФАР. Внешняя среда, однако, в этом случае является *динамической*. Поскольку теория построения динамических систем еще не разработана, на практике при системном проектировании применяется вариантный подход. Каждому i -му варианту состояния внешней среды соответствует вариант построения системы. Затем анализируются варианты и выбирается наилучший, руководствуясь при этом соображениями здравого смысла. Но в этом случае, допускается определенный произвол. Составной вектор системных характеристик взаимодействующих систем принимает вид

$$S_{disc-st} = \begin{bmatrix} V_i & U_i & W_i & X_{vi} & X_{ui} & X_{wi} & 0 & 0 & 0 & K_{vi} & K_{ui} & K_{wi} \end{bmatrix}^T.$$

2.3. Динамические радиолокационные системы

На третьем этапе развития теории и техники радиолокации возникают задачи информационного обеспечения быстродействующих и высокоточных активных средств, что приводит к необходимости наблюдения больших потоков целей. Помеховая обстановка на этом этапе в сильной степени усложняется. Наблюдение больших потоков целей в условиях сильного противодействия существенным образом ограничивает временной ресурс системы и требует резкого повышения пространственного разрешения и энергии зондирующего сигнала. Современные локаторы таким свойством не обладают. Внешняя среда, действующая по входу системы, оказывается в сильной степени *динамичной* – с большими перепадами и в явно нестационарном виде изменяется плотность потока целей, входящих в зону обнаружения, и уровень совокупного мешающего сигнала. В силу высокой стоимости ФАР остро ставится задача оптимизации размеров апертуры или антенного ресурса системы, не допуская его избыточности и обеспечивая требуемую достаточность (принцип минимума ресурса). Возникает проблема создания *теории оптимальных динамических (кибернетических) радиолокационных систем*, позволяющей описать процессы, протекающие в них и при взаимодействии с внешней средой, и определить оптимальные значения системных параметров и показателей качества. Составной вектор системных характеристик взаимодействующих систем принимает вид

$$S_{din}(t) = \begin{bmatrix} V(t) & U(t) & W(t) & X_v(t) & X_u(u, v, t) & X_w(t) & \dot{X}_v(t) & \dot{X}_u(u, v, t) & \dot{X}_w(t) & K_v(t) & K_u(t) & K_w(t) \end{bmatrix}^T.$$

2.4. Адаптивные радиолокационные системы

На четвертом этапе развития теории и техники радиолокации к проблемам третьего этапа добавляется проблема информационного обеспечения активных средств, требующих целеуказания с точностью и пространственным разрешением порядка долей размеров цели и темпом обновления информации порядка периода локации. Внешняя среда при этом является не только *динамической*, но и *адаптивной*, что приводит к необходимости создания многопозиционной когерентной радиолокационной (радиоголографической) системы. Такая система обладает свойством *управляемости* и *адаптации* к изменению состояния внешней среды. Возникает проблема создания *теории оптимальных адаптивных радиолокационных систем*. Составной вектор системных характеристик взаимодействующих систем принимает вид:

$$S_{adapt}(t) = \begin{bmatrix} \hat{V}(t) & \hat{U}(t) & \hat{W}(t) & \hat{X}_v(t) & \hat{X}_u(u, v, t) & \hat{X}_w(t) & \dot{\hat{X}}_v(t) & \dot{\hat{X}}_u(u, v, t) & \dot{\hat{X}}_w(t) & K_v(t) & K_u(t) & K_w(t) \end{bmatrix}^T,$$

где символ $\hat{}$ указывает на то, что оценка переменной величины получена в результате наблюдения.

Выводы

1. Радиолокационная система, внешняя среда, действующая по её входу, и внешняя среда, предъявляющая требования к её выходной информации, рассматриваются как три взаимодействующие системы, тесно связанные в своем развитии и совершенствовании.

2. Системными характеристиками этих систем являются: векторы системных параметров, уравнения состояния, уравнения динамики и векторы системных показателей качества. Этапы развития

трех взаимодействующих систем совпадают по времени с этапами развития теории и техники радиолокации, которые отражаются в изменении системных характеристик этих систем.

3. По способности анализировать состояние внешней среды и соответственно изменять своё состояние радиолокационные системы делят на классы: статические, динамические и адаптивные радиолокационные системы. Им соответствуют этапы развития теории и техники радиолокации.

Список литературы: 1. Матюхин Н.И. Методы математического описания поведения локационно-голографической системы повышенной многофункциональности и динамичности при наблюдении потока целей в ситуациях радиолокационного конфликта //Зарубеж. радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 1998. № 8. С.62-77. 2. Матюхин Н.И. Сочетание статистических и детерминированных методов синтеза и анализа динамических радиолокационных систем, взаимодействующих с внешней средой в форме конфликта // Вестн. ХГУ. Радиофизика и электроника. 1998. №1. С.194-197.

*Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина*

Поступила в редколлегию 2.06.2000

НАПРАВЛЕННЫЕ СВОЙСТВА СЕЙСМИЧЕСКОЙ ГРУППЫ КАК АНАЛОГА РЕШЕТКИ ПАССИВНЫХ ПРИЕМНИКОВ

В настоящее время в связи с необходимостью проведения качественного мониторинга сейсмической активности Земли актуальными остаются вопросы оптимальной цифровой обработки (оптимального приема) сейсмических сигналов. Первым шагом в данном направлении стало применение сейсмического группирования, являющегося способом выделения слабых полезных волн среди помех [1]. Сейсмическая группа представляет собой систему разнесенных в пространстве приемников сейсмических колебаний. Синфазное сложение колебаний на выходах сейсмических приемников позволяет достичь повышения отношения сигнал/шум до $\sqrt{N}$ раз, где N – количество приемников в группе.

Целью данной работы является исследование направленных свойств сейсмической группы при представлении ее в качестве решетки пассивных приемников по аналогии с теорией антенных решеток.

В качестве примера использована расстановка сейсмоприемников Украинской сейсмической группы. Она представляет собой систему неравномерно разнесенных на площади порядка 25×25 км приемников сейсмических колебаний и имеет несколько вытянутую форму. Среднее расстояние между соседними приемниками составляет около 4 км. Разностью глубины установки чувствительных элементов сейсмоприемников можно пренебречь из-за ее малости. Такую расстановку представим как плоскую неэквидистантную приемную решетку.

Неравномерное размещение элементов в сейсмической группе позволяет использовать основные преимущества неэквидистантных антенных решеток. К ним, в частности, относятся отсутствие в диаграмме направленности интерференционных лепестков высокого уровня, значительные отклонения главного лепестка от нормали к решетке, малая чувствительность к изменениям частоты принимаемых колебаний [2, 3]. Последнее имеет существенное значение из-за непостоянства длины волны принимаемых сейсмических колебаний.

Учитывая, что диаграмма направленности приемника вертикальных сейсмических колебаний аппроксимируется косинусной функцией угла [4], диаграмму направленности в области вещественного аргумента для решетки таких приемников в плоскости азимутального угла θ запишем в виде [2]:

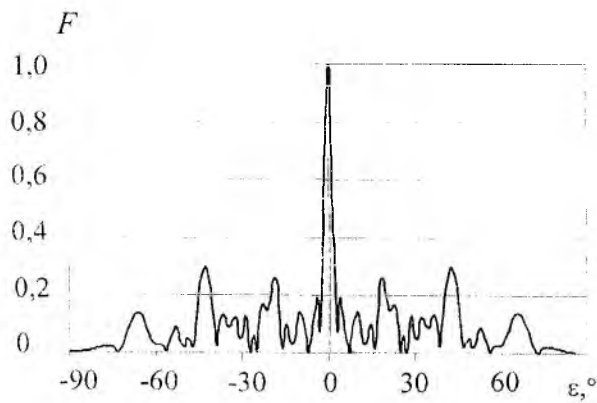
$$F(\theta, \varepsilon) = \cos(\varepsilon) \sum_{i=1}^N \cos \left[d_i(\theta) \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\varepsilon) \right], \quad (1)$$

где ε – угол выхода сейсмической волны на поверхность, отсчитываемый от нормали к плоскости решетки; $d_i(\theta)$ – пересчитанные на угол θ расстояния от элементов решетки до ее условного центра; λ – длина волны принимаемого сейсмического колебания.

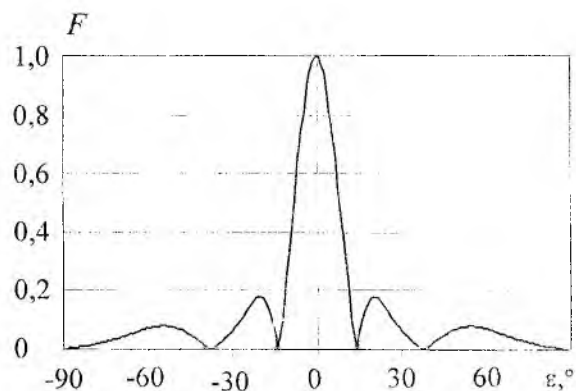
На рис. 1 представлены реализации диаграмм направленности (здесь и далее нормированные) сейсмической группы для значений: $\theta = 10^\circ$, $\lambda = 1$ км (рис. 1, а); $\theta = 10^\circ$, $\lambda = 5$ км (рис. 1, б); $\theta = 30^\circ$, $\lambda = 1$ км (рис. 1, в); $\theta = 30^\circ$, $\lambda = 5$ км (рис. 1, г). Причем $\lambda = 5$ км соответствует среднему значению длины волны, на которое настраиваются приемники сейсмических колебаний.

Анализ рисунков показывает, что форма диаграммы направленности зависит как от азимутального угла, так и от длины волны принимаемых колебаний. Зависимость ширины диаграммы направленности по уровню половинной мощности от азимутального угла для двух значений длины волны принимаемых колебаний приведена на рис. 2. Четко выраженные пики и провалы на графике соответствуют минимальному и максимальному разносу между элементами решетки для соответствующих направлений.

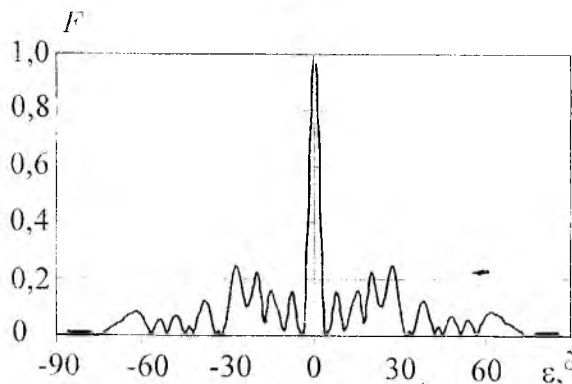
На рис. 3 показана изрезанность кривых, прослеживается обратная предыдущей зависимость, причем большей длине волны соответствует меньший уровень боковых лепестков.



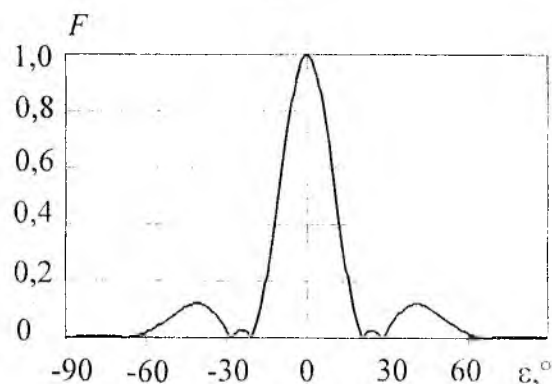
а



б



в



г

Рис. 1

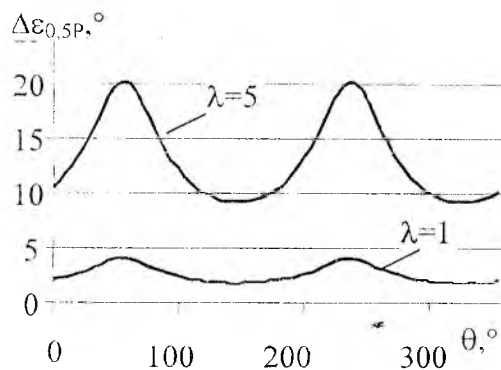


Рис. 2

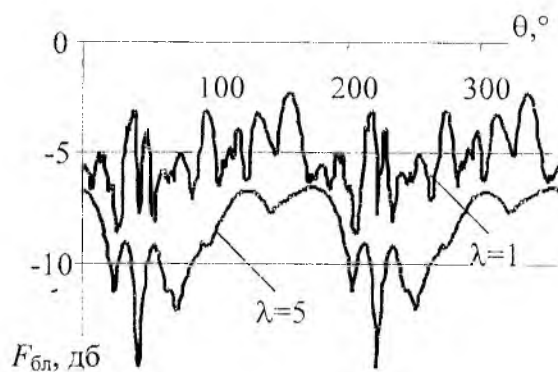


Рис. 3

Минимально достижимый уровень боковых лепестков определяется с помощью выражения [2]:

$$F_{\min}(\text{дБ}) = -10 \lg \frac{N}{2} - 10 \lg \left[\frac{1}{1 - \frac{1}{\lambda d_{\text{ср}}}} \right], \quad (2)$$

где $d_{\text{ср}}$ – среднее расстояние между элементами группы.

В рассматриваемом нами случае для длины волны $\lambda = 1$ км $F_{\min} \cong -11$ дБ.

При увеличении длины волны принимаемых сейсмической группой колебаний происходят известные в теории антенных решеток изменения: расширяется главный лепесток и уменьшается уровень боковых. Зависимость ширины диаграммы направленности и уровня боковых лепестков для

различных значений азимутального угла от длины волны принимаемых колебаний приведены на рис. 4 и 5 соответственно.

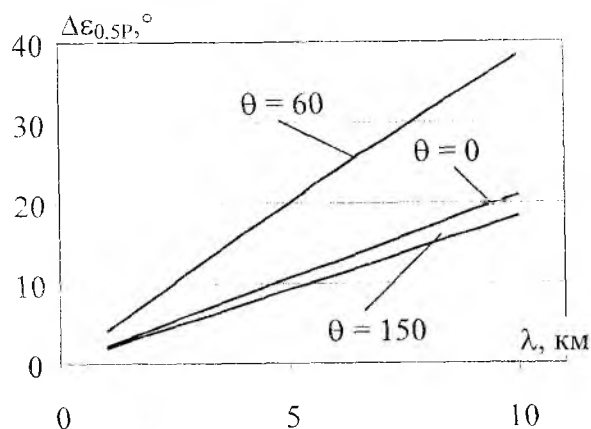


Рис. 4

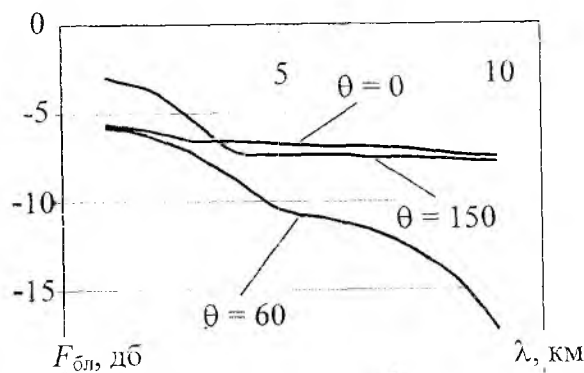


Рис. 5

Необходимо отметить, что при формировании диаграммы направленности применялся временной способ [3]. Это обусловлено, в первую очередь, спецификой составляющих элементов рассматриваемой решетки. При этом в каждом из каналов решетки в зависимости от азимутального угла θ алгоритмически устанавливаются задержки

$$t_{zi}(\theta) = \frac{d_i(\theta) \sin(\varepsilon)}{v}, \quad (3)$$

где v – скорость распространения сейсмической волны в пределах группы.

Для изменения положения главного максимума диаграммы направленности также необходимо применять временной способ сканирования. При этом выражение для диаграммы направленности сейсмической группы примет вид

$$F(\theta, \varepsilon) = \cos(\varepsilon) \sum_{i=1}^N \cos \left[d_i(\theta) \frac{2\pi}{\lambda} (\sin(\varepsilon) - \sin(\varepsilon_0)) \right], \quad (4)$$

где ε_0 – угол максимальной направленности.

На рис. 6 представлена реализация диаграммы направленности для угла сканирования $\varepsilon_0 = 20^\circ$ при $\theta = 10^\circ$ и $\lambda = 5$ км.

Происходящие в диаграмме направленности изменения при сканировании отражены на рис. 7 и 8. Так, на рис. 7 показана зависимость ширины диаграммы направленности по уровню половинной мощности для различных значений азимутального угла от угла сканирования при длине волны 1 км. Видно, что при увеличении угла сканирования вплоть до $\varepsilon = 40^\circ$ происходит незначительное расширение главного лепестка что является основным преимуществом антенных решеток. Однако при сканировании проявляются и негативные явления: снижение выходного эффекта приемной решетки, а также повышение уровня боковых лепестков. На рис. 8 представлена зависимость максимального уровня боковых лепестков для различных значений азимутального угла от угла сканирования при длине волны 5 км.

Построенные на рис. 1 реализации диаграммы направленности сейсмической группы наглядно представляют ее направленные свойства. Необходимо отметить, что вариант для длины волны $\lambda = 5$ км наиболее приближен к реально функционирующей Украинской сейсмической группе. Переход к меньшей длине волны более привлекателен с точки зрения уменьшения ширины диаграммы направленности, хотя при этом и растет уровень боковых лепестков. Для этого необходимо использовать в качестве элементов группы широкополосные сейсмические приемники.

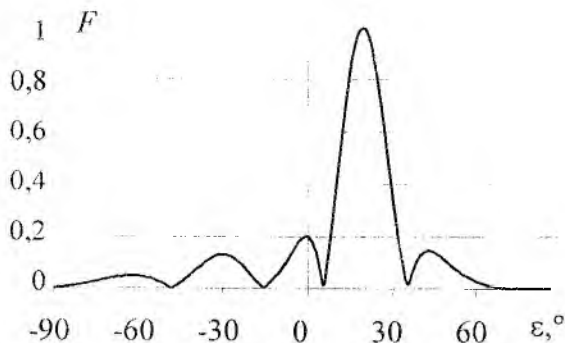


Рис. 6

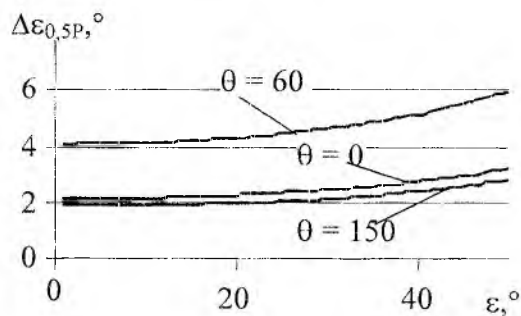


Рис. 7

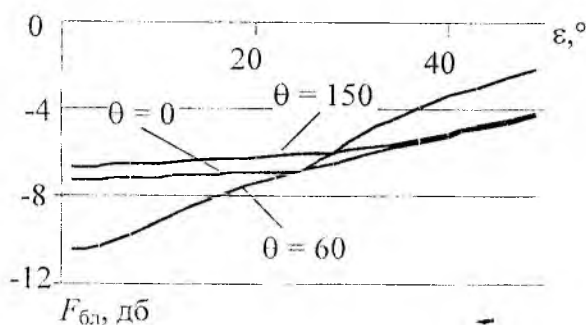


Рис. 8

Несимметричность рассмотренной в примере сейсмической группы определяет различие ширины диаграммы направленности в зависимости от азимутального угла θ . Из рис. 2 видно, что максимальной направленности соответствуют углы $\theta \approx 150^\circ$ и $\theta \approx 330^\circ$. Данное обстоятельство необходимо учитывать при оценке точности определения координат источника сейсмического возмущения.

На рис. 7 и 8 показано, что сканирование может осуществляться без существенного ухудшения направленных свойств группы вплоть до

углов $\varepsilon \approx 40^\circ$, то есть, при использовании в качестве элементов сейсмической группы приемников вертикальных колебаний представление ее как аналога антенной решетки целесообразно для телесейсмических источников.

В общем, приведенные зависимости позволяют сделать заключение о возможности представления сейсмической группы в качестве аналога пассивной антенной решетки с соответствующим размещением приемных элементов. Тем самым открывается возможность использования при анализе характеристик сейсмической группы основных положений теории антенных решеток.

Список литературы: 1. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология. М.: Мир, 1983. 880 с. 2. Антенные решетки / Под ред. Л.С. Бененсона. М.: Советское радио, 1966. 367 с. 3. Шифрин Я. С. Антенны. Х.: ВИРТА им. Говорова Л.А., 1976. 407 с. 4. Гамбурцев Г.А. Основы сейсморазведки. М.: ГНТИ нефтяной и горно-топливной литературы, 1959. 378 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 26.05.2000

НОВЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КЛИНА

Введение

Дифракция электромагнитных волн на диэлектрическом клине представляет существенный интерес для расчетов волноводных ответвителей, в теории резонаторов и радиолокации. Проблема дифракции Е-поляризованной плоской волны на прямоугольном диэлектрическом клине рассматривалась ранее [1-6]. В этих работах была предпринята попытка получить аналитическое решение двумерного интегрального уравнения электродинамики [7]. Однако до настоящего времени не удалось найти строгого решения этой задачи.

Известны работы, в которых рассматриваются приближенные решения данной проблемы [8-10]. В [8] получено решение в виде ряда Неймана, но рассчитан только первый член. В связи с этим решение имеет смысл только при малой относительной диэлектрической проницаемости клина. В [9] проблема дифракции сведена к интегральному уравнению для поля на поверхности клина. Это уравнение решается методом итераций, который сходится только при малых диэлектрических проницаемостях клина. В [10] получено асимптотическое представление решения в дальней зоне в виде суммы геометрического поля и цилиндрической краевой волны. В упомянутых выше работах рассматривается только рассеяние вперед в дальней зоне, в то время как основной интерес представляет обратное рассеяние и поведение рассеянного поля вблизи вершины клина.

В настоящей работе проблема дифракции плоской ТМ-волны на диэлектрическом клине решается численно, но полученное решение имеет аналитическую форму, что позволяет вычислять рассеянные поля в любой точке без значительных затрат машинного времени. Для решения задачи дифракции применен классический метод сопряжения решений на границе, который приводит к системе интегральных уравнений 1-го рода для спектральных функций. После преобразования Лапласа система интегральных уравнений приводят к плохо обусловленной СЛАУ методом квадратур. Для решения такой системы предложен новый итерационный метод, обладающий быстрой сходимостью. Доказана сходимость метода к псевдорешению с минимальной невязкой. Решение устойчиво по Адамару.

Постановка задачи и основные уравнения

Предположим, что диэлектрическое тело с проницаемостью ε занимает первый квадрант ($x \geq 0, y \geq 0$). Диэлектрическую проницаемость клина считаем постоянной комплексной величиной:

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'', \quad (1)$$

где ε'' положительна. В данной работе полагаем $\omega/c = 1$. Падающее поле

$$E_0(y, z) = e^{-jk_{01}y - jk_{02}z} \quad (2)$$

поляризовано в направлении ребра клина и

$$k_{01} = \varepsilon_0 \sin i_0, \quad k_{02} = \varepsilon_0 \cos i_0, \quad (3)$$

где i_0 – угол падения, при $-\pi/2 \leq i_0 \leq \pi/2$.

Для решения двумерной краевой задачи полное поле внутри клина представим в виде интеграла Уиттекера [11]:

$$E_1(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} A_1(\xi) e^{-j\xi x - jh y} d\xi + \int_{-\infty}^{\infty} A_2(\xi) e^{-jh x - j\xi y} d\xi. \quad (4)$$

В окружающем клин пространстве используем аналогичное представление для рассеянного поля: во второй четверти

$$E_2(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} A_3(\xi) e^{jh_0 x - j\xi y} d\xi + \int_{-\infty}^{\infty} A_4(\xi) e^{j\xi x - jh_0 y} d\xi, \quad (5)$$

в нижнем полупространстве ($y \leq 0$)

$$E_3(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} A_5(\xi) e^{-j\xi x + jh_0 y} d\xi + \int_{-\infty}^{\infty} A_6(\xi) e^{j\xi x + jh_0 y} d\xi, \quad (6)$$

где $h = \varepsilon - \xi^2 = -j \xi^2 - \varepsilon$, $h_0 = \varepsilon_0 - \xi^2 = -j \xi^2 - \varepsilon_0$.

Функции (4-6) удовлетворяют соответствующим волновым уравнениям внутри и вне клина и условиям излучения для любой интегрируемой функции $A_l(\xi)$. Представление (4-6) имеет смысл разложения по плоским волнам и должно учитывать все возможные волны, возникающие при дифракции.

Внутри клина волны $\sim \exp(-j\xi x - jhy)$ в представлении (4) движутся в положительном направлении оси ОУ (направление y^+) и во всех возможных направлениях оси ОХ, тогда как волны $\sim \exp(-jh x - j\xi y)$ движутся в положительном направлении оси ОХ (направление x^+) и во всех возможных направлениях оси ОУ. Таким образом, в представлении (4) учтены все физически возможные волны. Во второй четверти функция $\exp(-jh_0 x - j\xi y)$ в соотношении (5) учитывает волны в направлении y^+ и во всех направлениях оси Х, а функция $\exp(j\xi x - jh_0 y)$ учитывает волны в направлении y^+ и во всех направлениях оси Y. В нижнем полупространстве ($y < 0$) все рассеянные волны движутся в направлении y^- , что учитывается функцией $\exp(\pm j\xi x + jh_0 y)$ в выражении (6).

Граничные условия для электрического и магнитного полей приводят к системе интегральных уравнений для спектральных функций $A_l(\xi)$:

$$E_1(x, 0) - E_3(x, 0) = E_0(x, 0), \quad (7)$$

$$\partial_y E_1(x, 0) - \partial_y E_3(x, 0) = \partial_y E_0(x, 0), \quad x \geq 0, \quad (8)$$

$$E_1(0, y) - E_2(0, y) = E_0(0, y), \quad (9)$$

$$\partial_x E_1(0, y) - \partial_x E_2(0, y) = \partial_x E_0(0, y), \quad y \geq 0, \quad (10)$$

$$E_2(x, 0) - E_3(x, 0) = 0, \quad (11)$$

$$\partial_y E_2(x, 0) - \partial_y E_3(x, 0) = 0, \quad x \leq 0 \quad (12)$$

для соответствующих границ: $y = 0, x \geq 0$; $x = 0, y \geq 0$ and $y = 0, x \leq 0$. Если функции (2) и (4-6) подставить в выражения (7-12) и произвести преобразование Лапласа

$$F(\nu) = L[f(t)] = \int_0^\infty e^{j\nu t} f(t) dt, \quad \nu = s + j\sigma, \quad (13)$$

$$f(t) = L^{-1}[F(\nu)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty + j\sigma}^{\infty + j\sigma} e^{-j\nu t} F(\nu) d\nu, \quad (14)$$

то получим систему интегральных уравнений 1-го рода:

$$\int_{-\infty}^{\infty} A_1 \frac{d\xi}{\nu - \xi} + \int_{-\infty}^{\infty} A_2 \frac{d\xi}{\nu - h} - \int_{-\infty}^{\infty} A_5 \frac{d\xi}{\nu - \xi} - \int_{-\infty}^{\infty} A_6 \frac{d\xi}{\nu + \xi} = \frac{1}{\nu - k_{01}}, \quad (15)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} A_1 \frac{d\xi}{\nu - h} + \int_{-\infty}^{\infty} A_2 \frac{d\xi}{\nu - \xi} - \int_{-\infty}^{\infty} A_3 \frac{d\xi}{\nu - \xi} - \int_{-\infty}^{\infty} A_4 \frac{d\xi}{\nu - h_0} = \frac{1}{\nu - k_{02}}, \quad (16)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} A_1 \frac{\xi d\xi}{\nu - h} + \int_{-\infty}^{\infty} A_2 \frac{h d\xi}{\nu - \xi} + \int_{-\infty}^{\infty} A_3 \frac{h_0 d\xi}{\nu - \xi} + \int_{-\infty}^{\infty} A_4 \frac{\xi d\xi}{\nu - h_0} = \frac{k_{01}}{\nu - k_{02}}, \quad (17)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} A_3 \frac{d\xi}{\nu - h_0} + \int_{-\infty}^{\infty} A_4 \frac{d\xi}{\nu - \xi} - \int_{-\infty}^{\infty} A_5 \frac{d\xi}{\nu + \xi} - \int_{-\infty}^{\infty} A_6 \frac{d\xi}{\nu - \xi} = 0, \quad (18)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} A_1 \frac{h d\xi}{\nu - \xi} + \int_{-\infty}^{\infty} A_2 \frac{\xi d\xi}{\nu - h} + \int_{-\infty}^{\infty} A_5 \frac{h_0 d\xi}{\nu - \xi} + \int_{-\infty}^{\infty} A_6 \frac{h_0 d\xi}{\nu + \xi} = \frac{k_{02}}{\nu - k_{01}}, \quad (19)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} A_3 \frac{\xi d\xi}{\nu - h_0} + \int_{-\infty}^{\infty} A_4 \frac{h_0 d\xi}{\nu - \xi} + \int_{-\infty}^{\infty} A_5 \frac{h_0 d\xi}{\nu + \xi} + \int_{-\infty}^{\infty} A_6 \frac{h_0 d\xi}{\nu - \xi} = 0, \quad (20)$$

где $A_i \equiv A_i(\xi)$ и $v = s + j\sigma$. Существование обратного преобразования (14) обеспечивает эквивалентность систем (7-12) и (15-20), что позволяет решать систему (15-20) вместо системы (7-12). Вторая система предпочтительнее первой в силу возможности ограничить область изменения переменных, а также в силу того, что во второй системе функциональная зависимость ядра от внешней переменной ближе к функциональной зависимости правой части, что существенно при решении плохо обусловленных систем. Для решения системы (15-20) использован квадратурный метод. Полученная СЛАУ решается новым итерационным методом, позволяющим получить устойчивое по Адамару решение, независимое от разбиения.

Метод итераций

Существует достаточно много итерационных методов решения плохо обусловленных систем. Ни один из них не сходится для алгебраической системы, соответствующей системе интегральных уравнений (15-20). Запишем эту систему в стандартном виде

$$KX = B, \quad (21)$$

где K – квадратная матрица. Предлагаемый метод основан на LU -декомпозиции матрицы K :

$$K = L + U, \quad (22)$$

$$\text{где } L = \begin{pmatrix} \alpha & 0 & 0 & \dots \\ k_{21} & \alpha & 0 & \dots \\ k_{31} & k_{32} & \alpha & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \ddots \end{pmatrix}, U = \begin{pmatrix} k_{11} - \alpha & k_{12} & k_{13} & \dots \\ 0 & k_{22} - \alpha & k_{23} & \dots \\ 0 & 0 & k_{33} - \alpha & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \ddots \end{pmatrix}.$$

Тогда уравнение (21) запишется в итерационном виде:

$$X = \tilde{F} - \tilde{K}X, \quad (23)$$

где $\tilde{F} = L^{-1}F$, $\tilde{K} = -L^{-1}U$.

Параметр декомпозиции α подбирается так, чтобы выполнялось условие

$$\|\tilde{K}F\| < \|\tilde{F}\|, \quad (24)$$

где $\|\cdot\|$ обозначает евклидову норму вектора.

Строго доказывается сходимость итерационного процесса

$$X^{(n)} = \tilde{F} + \tilde{K}X^{(n-1)}, \quad (25)$$

при выполнении условия (24) в том случае, когда норма n -го итерационного решения $\|X^{(n)}\|$ составляет монотонную последовательность. При этом, если правая часть уравнения (21) принадлежит области значения матрицы K и существует точное решение, то $X^{(n)}$ стремится к точному решению этого уравнения, если же правая часть не принадлежит области значения матрицы K и точного решения не существует, то $X^{(n)}$ стремится к псевдорешению с минимальной невязкой. Монотонность $X^{(n)}$ проверяется в процессе решения.

Для уравнений с комплексными матрицами K необходимо умножать уравнение (21) на комплексно-сопряженную матрицу K^* , а затем решать уравнение

$$K^*KX = K^*F \quad (26)$$

описанным выше методом. Для нахождения оптимального значения параметра α достаточно проверить значения $\alpha = 10^n$ для $n=1, 2, 3$ и 4 .

Метод обладает высокой скоростью сходимости и дает устойчивое по Адамару решение, не зависящее от разбиения.

Численные результаты

При численном решении системы интегральных уравнений использовался метод квадратур. Бесконечная область интегрирования редуцирована к конечной области: $\xi \in [-M, M]$. Из физических соображений ясно, спектральная функция $A_i(\xi)$ должна быть сосредоточена вблизи геометрических точек, и численное исследование подтверждает это предположение. Функция $A_i(\xi)$ практически равна нулю вне интервала $[-6, 6]$. Увеличение $M > 6$ не приводит к заметному измене-

нию решения, если диэлектрическая проницаемость $\varepsilon \leq 6$. С ростом диэлектрической проницаемости M следует увеличивать.

При дискретизации системы (15-20) использовалось одинаковое неоднородное разбиение для обеих переменных ν и ξ , в результате чего была получена матрица K размерности 354×354 . Время решения системы при $\alpha = 800$ и невязке, равной 0.05, составляет примерно 15 мин на PC Pentium Pro 200 МГц.

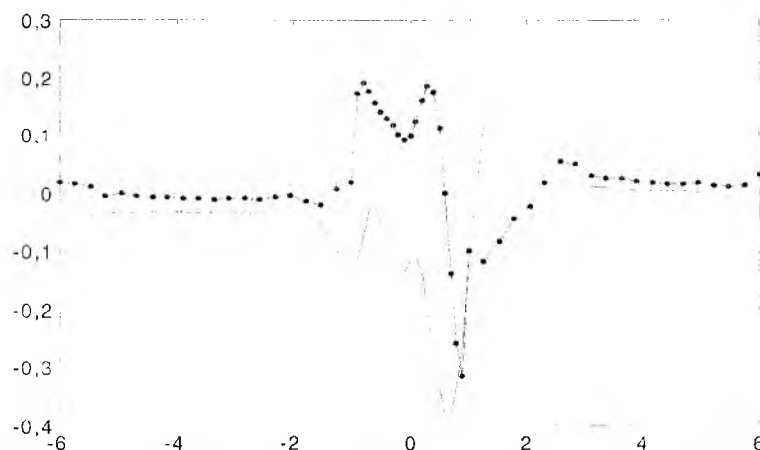


Рис. 1. Реальная (сплошная кривая) и мнимая части спектральной функции рассеянного поля.

Типичное решение матричного уравнения для спектральных функций представлено на рис. 1, где представлена реальная и мнимая части спектральной функции $A_3(\xi)$ для $i_0 = 45^\circ$ и $\varepsilon = 6$. Поскольку решение не зависит от разбиения, можно воспользоваться асимптотическим представлением интегралов (4-6) для определения поля в дальней зоне согласно [12]. Полное поле внутри клина в дальней зоне соответствует:

$$E_1(\rho, \vartheta) = F_1(\vartheta) e^{-j\sqrt{\varepsilon}\rho} / \sqrt{\rho}, \quad (27)$$

$$\text{где } F_1(\vartheta) = \sqrt{2\pi} \sqrt{\varepsilon} e^{j\pi/4} (A_1(\sqrt{\varepsilon} \cos \vartheta) \sin \vartheta + A_2(\sqrt{\varepsilon} \sin \vartheta) \cos \vartheta). \quad (28)$$

Рассеянное поле в нижней полуплоскости ($y < 0$) рассчитывается по формуле

$$E_3(\rho, \vartheta) = F_3(\vartheta) e^{-j\rho} / \sqrt{\rho}. \quad (29)$$

$$\text{где } F_3(\vartheta) = -\sqrt{2\pi} \sqrt{\varepsilon_0} e^{j\pi/4} (A_5(\sqrt{\varepsilon_0} \cos \vartheta) + A_6(-\sqrt{\varepsilon_0} \cos \vartheta)) \sin \vartheta \quad (30)$$

Диаграммы полного поля $|F_1(\vartheta)|$ внутри клина для различных диэлектрических проницаемостей представлены на рис. 2 для угла падения $i_0 = 45^\circ$ (1 - $\varepsilon_0 = 1.2$; 2 - $\varepsilon_0 = 1.5$; 3 - $\varepsilon_0 = 1.8$; 4 - $\varepsilon_0 = 2$; 5 - $\varepsilon_0 = 2.2$; 6 - $\varepsilon_0 = 3$; 7 - $\varepsilon_0 = 6$). Ясно виден фокусирующий эффект Роулинса [8] для малых проницаемостей ($\varepsilon \leq 1.5$). Диаграмма направленности при этом примерно в два раза шире, чем таковая, рассматриваемая в [8].

При изучении дифракции на клине большой интерес представляет обратное рассеяние, оценка которого отсутствует в работах [1-10]. Предлагаемый в данной работе метод позволяет получить диаграмму направленности рассеянного поля и оценить обратное рассеяние. На рис. 3 представлены диаграммы рассеяния в нижнем полупространстве ($y < 0$) для различных значений диэлектрической проницаемости клина. Максимум в направлении 135° соответствует обратному рассеянию.

Представленные на рис. 1 кривые соответствуют: 1 - $\varepsilon_0 = 1.2$; 2 - $\varepsilon_0 = 2$; 3 - $\varepsilon_0 = 3$; 4 - $\varepsilon_0 = 4$; 5 - $\varepsilon_0 = 5$; 6 - $\varepsilon_0 = 6$; 7 - $\varepsilon_0 = 7$ при $\varepsilon_0'' = 0.01$.

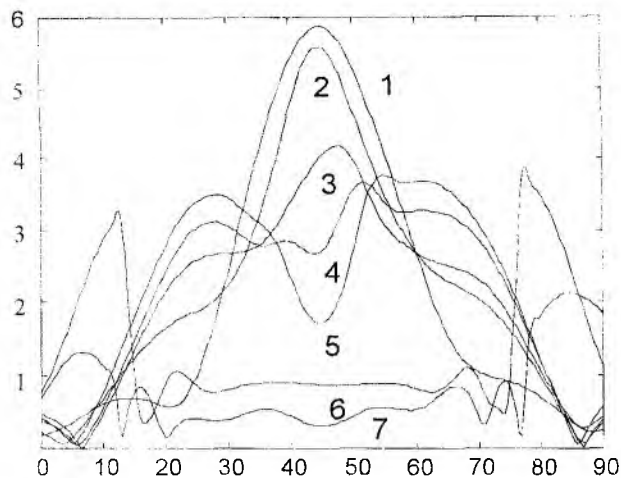


Рис. 2. Диаграмма направленности полного поля внутри клина при фронтальном падении плоской волны.

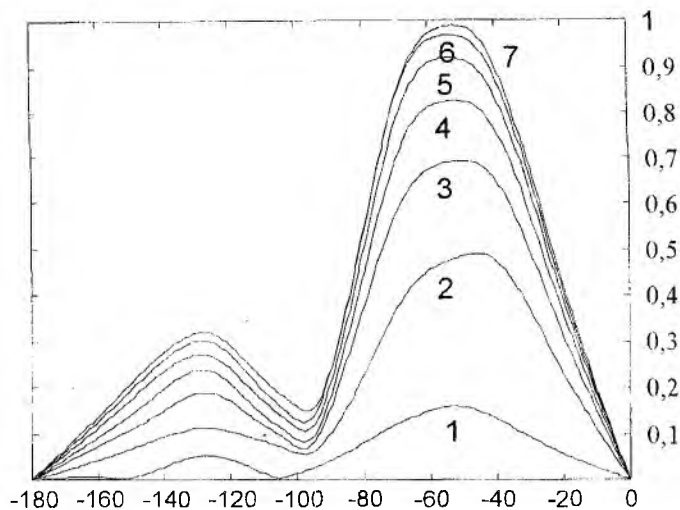


Рис. 3. Диаграмма рассеяния в нижнем полупространстве при фронтальном падении плоской волны.

Заключение

Предлагаемый метод решения краевых задач электродинамики не содержит упрощений и в этом смысле является строгим. Неизвестные спектральные функции $A_i(\xi)$ находятся приближенно из системы интегральных уравнений 1-го рода, которая приводится к плохо обусловленной СЛАУ. Для решения такой системы предложен новый итерационный метод, позволяющий получить устойчивое по Адамару решение, не зависящее от разбиения. Точность решения, используемого в работе, обеспечивает 0,5 % ошибку при поточечном сопряжении граничных условий. Найденные спектральные функции позволяют записать решение граничной задачи в аналитическом виде (4-6), что дает возможность определять поля и их производные в любой точке пространства без дополнительных вычислений. Независимость решения от разбиения позволяет воспользоваться асимптотическим вычислением интегралов (4-6) при определении поля в дальней зоне и построить диаграммы рассеяния.

Приведенные диаграммы направленности для полного поля внутри клина подтверждают существование фокусирующего эффекта Роулинса для небольшой диэлектрической проницаемости, с увеличением которой эффект пропадает.

Полученное решение позволяет оценить обратное рассеяние от диэлектрического клина, что до настоящего времени не удавалось сделать другими методами.

Аналитический вид приближенного решения краевой задачи электродинамики позволяет оценить рассеянные поля вблизи вершины клина, в то время как в упомянутых выше работах получены только асимптотические оценки полей в дальней зоне.

Список литературы: 1. Radlow J. Diffraction by a Right Angled Dielectric Wedge // Intern. J. Eng. Sc. 1964. Vol.2. P. 275-290. 2. Курилко В.И. Рассеяние электромагнитных волн на прямоугольном диэлектрическом клине // Изв. вузов. Радиофизика. 1966. Т. 9. С. 980. 3. Kuo N.H., Plonus M. A. A Systematic Technique in the Solution of Diffraction by a Right Angled Dielectric Wedge // J. Math. Phys. 1967. Vol. 46. No. 4. P. 394-407. 4. Kraut E. A., Lehman G.W. Diffraction of Electromagnetic Waves by a Right Angled Dielectric Wedge // J. Math. Phys. 1969. Vol.10. No.8. P.1340-1348. 5. Latz N. Electromagnetic Diffraction by Imperfectly Dielectric Wedges // J. Math. Anal. Appl. 1973. Vol. 43. № 2. P.373-387. 6. Александрова А.А., Хижняк Н.А. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрическом клине // ЖТФ 1974. Т. 44. №. 11. С. 2241-2249. 7. Хижняк Н. А. Функция Грина уравнений Максвелла для неоднородных сред // ЖТФ. 1958. Т.28. № 7. С.1592-1609. 8. Rawlins A. D. Diffraction by a Dielectric Wedge // J. Inst. Math. Applies. 1977. Vol.19. № 3. P.261-279. 9. Berntsen S. Diffraction of an Electric Polarized Wave by a Dielectric Wedge // SIAM J. Appl. Math. 1983. Vol. 43. № 1. P.186-211. 10. Joo C.S., Ra J.W., Shin S.Y. Scattering by Right Angle Dielectric Wedge // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1984. Vol. AP-32. № 1. P. 61-69. 11. Witteker E. T., Watson G. N. A Course of Modern Analysis. Cambr. Univ. Press. 1927. P.284. 12. Felsen L. B., Markuvitz N. Radiation and Scattering of Waves. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J., 1973.

*Н. Д. КОЛПАКОВ, д-р техн. наук, В. Г. ШАХБАЗОВ д-р биол. наук,
Н. Н. ГРИГОРЬЕВА, канд. биол. наук, Н. Д. ВАСИЛЬЕВ, В. Г. ИВАНОВ, канд. техн. наук*

О ПОЛЯХ, ИЗЛУЧАЕМЫХ ЖИВЫМИ ОРГАНИЗМАМИ

Выяснению природы полей излучения живых организмов посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ. Предположение, что эти поля имеют только электромагнитную природу, не подтвердилось. Феномен поляризации волн (Р-волн) [1, 2] расширяет возможности и конкретизирует методы как теоретических, так и экспериментальных исследований полей излучения живых организмов.

Метод экспериментального исследования, использованный в настоящей работе, определился предполагаемой природой исследуемых полей и известной реакцией ядер нативных клеток, *in vitro*, на прикладываемые электрические поля [3]. Действительно, поскольку обе предполагаемые компоненты исследуемого поля (электромагнитная и поляризационная) содержат электрические составляющие, то ядра клеток, имеющие электрические заряды, должны реагировать на исследуемые поля. Способ разделения влияния компонент полей излучения описан ниже.

Предполагались изменения величин электрических зарядов ядер клеток под воздействием полей излучения экстрасенса и соответственно разная реакция клеток на приложенное электрическое поле «облученных» и «необлученных» экстрасенсом клеток.

Эксперимент заключался в следующем. Из соскоба клеток буккального эпителия человека делали 15–20 препаратов, в которых клетки находились между двумя покровными стеклами в буферном растворе. Препараты помещались между электродами. К электродам прикладывалось разнополярное электрическое напряжение, обеспечивающее напряженность электрического поля между электродами 15 В/см. Полярность напряжения изменялась с частотой 1 Гц (ток равнялся 100 мкА). Экстрасенс воздействовал на клетки с помощью ладоней рук на расстоянии < 20 см от клеток. Визуально в поле зрения микроскопа регистрировалось количество клеточных ядер, которые сдвигались под воздействием прикладываемого электрического поля. Подсчитывалось относительное количество смещающихся ядер в «облученных» и «необлученных» партиях (в процентах от общего количества ядер в каждой партии). Для избавления от электромагнитной компоненты (при «облучении» неэлектромагнитной компонентой) партия помещалась в металлическую (алюминиевую) камеру.

Полученные результаты влияния экстрасенса на изменение электрокинетических свойств клеток представлены в таблице 1 (экспозиция 5 и 15 мин).

Таблица 1

Доноры клеток	Экспозиция 5 мин							Экспозиция 15 мин					
	А	Б	В	Г	Д	Е	Ж	Г	Ж	З	М	К	Л
До воздействия экстрасенса	81,5	50,2	74,0	72,6	77,7	78,7	62,0	68,2	55,1	59,5	67,3	59,0	66,5
После воздействия экстрасенса	78,2	57	70,1	67,8	53,2	53,2	46,4	57,3	34,8	71,5	49,9	54,5	58,5
После воздействия экстрасенса через экран	75,7	46,2	76,9	71,8	52,0	68,0	56,6	61,2	-	75,5	58,0	50,4	63,1

Во всех случаях среднеквадратичные значения погрешностей измерений не превышали 10 % измеряемой величины.

Обсуждение результатов и выводы

1. Как следует из таблицы 1, закономерности зависимости числа заряженных клеточных ядер от воздействия поля экстрасенса и времени этого воздействия зависят от начальных условий. Поэтому статистически обрабатывались только случаи с одинаковыми начальными условиями: при 5-минутной экспозиции – у 5 доноров из 7, при 15-минутной экспозиции – у 5 из 6; у доноров Б и В при 5-минутной экспозиции и донора З при 15-минутной экспозиции число заряженных ядер возрастает.

2. Основной проявившейся закономерностью является уменьшение числа электрически заряженных ядер от воздействия поля экстрасенса. Это, надо полагать, определяется увеличением степени диссоциации цитоплазмы клеток (поле экстрасенса имеет электрические компоненты).

3. При 5-минутной экспозиции число заряженных ядер уменьшилось на 14 %, при 15-минутной – на 12 %. По-видимому, клетки с течением времени адаптируются к новым условиям и стремятся восстановить исходное состояние.

4. Металлический (алюминиевый) экран ослаблял степень воздействия (по принятому критерию) при 5-минутной экспозиции на 70 %, при 15-минутной – на 60 %.

Поскольку металлический экран ослабляет только электромагнитную компоненту воздействующего поля, то проникающая часть (вдвое сильнее по принятому критерию) имеет другую, не электромагнитную, природу. Это дает основание считать, что эта основная часть поля излучения экстрасенса, как и предполагалось, является поляризационной (Р-волны практически не ослабляются металлическими экранами [1, 2]).

Что касается зависимости принятого критерия от времени, то к нему относится замечание, высказанное в п. 6.3.

5. В силу недостаточной статистики, полученные результаты надо считать предварительными. Однако основной вывод, что поле излучения человека имеет кроме электромагнитной другие, неэлектромагнитные, компоненты, сомнений не вызывает. Природа полей, излучаемых организмом человека, и механизмы их взаимодействия с живой и неживой материей нуждаются в дальнейшем как теоретическом, так и в экспериментальном исследованиях. Полученные результаты являются одним из аргументов в пользу Р-волновой природы этих полей.

Список литературы: 1. Колпаков Н.Д. Поляризованные волны – новый энергоинформационный носитель // Электроника и информатика. 1997. № 1. С. 30-33. 2. Kolpakov N.D. New energy-and-information medium int.: URL: <http://www.geocities.com/Paris/Concorde/4902/Kolpakov.doc>. 1999. 3. Шахбазов В.Г., Колупаева Т.В. Новый метод определения биологического возраста человека // Лабораторное дело. 1986. № 7. С. 404-407.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 12.07.2000

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА РЕШЕТКЕ ИЗ КРУГЛЫХ ГИРОТРОПНЫХ ЦИЛИНДРОВ

Исследование рассеяния электромагнитных волн объектами, составленными из магнитоактивных элементов, представляет как научный, так и прикладной интерес, поскольку такие системы могут быть использованы в качестве переизлучающих устройств, позволяющих в широких пределах управлять электродинамическими характеристиками электромагнитных полей.

Постановка задачи

В плоскости YOZ расположена решетка из круглых ферритовых цилиндров, намагниченных до насыщения внешним постоянным магнитным полем H_0 , ориентированным вдоль оси OZ, совпадающей с осью одного из цилиндров (рис. 1).

Феррит характеризуется скалярной диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью $\hat{\mu}$ в виде тензора Полдера [1-3]

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & -\mu_{||} \end{pmatrix},$$

где $\mu = 1 - \beta\mu_a$; $\mu_a = \frac{A}{1 - \beta^2}$; $\beta = \gamma \frac{H_0}{\omega}$; $A = 4\pi\gamma \frac{M_0}{\omega}$; M_0 – постоянная намагниченности феррита; ω – частота поля; γ – гиромагнитное отношение для электронного спина.

Со стороны $X < 0$ под углом θ_0 к нормали к плоскости решетки падает плоская электромагнитная волна

$$\psi_0(\vec{r}) = \exp[ikr \cos(\theta - \theta_0)] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n I_n(kr) \exp[in(\theta - \theta_0)], \quad (1)$$

с учетом, что временной множитель $\exp(-i\omega t)$ опущен. В случае наклонного падения электромагнитное поле разделяется на E- и H-поляризованные волны и выражение (1) будет представлять соответственно E_z - или H_z -составляющую поля.

Требуется определить рассеянное поле во всем пространстве.

Прежде чем переходить к решению задачи, следуя [4], запишем основное уравнение для исследуемой периодической структуры в виде

$$v\lambda = p(\sin \theta_0 \pm \sin \theta_v), \quad (2)$$

где θ_v – углы излучения дифракционных гармоник; v – номер гармоники; p – период решетки;

λ – длина волны. Уравнение (2) носит универсальный характер и не зависит как от геометрии и материала элементов решетки, так и от структуры ее периода. Оно точно указывает положение спектральных максимумов и минимумов в плоскости, перпендикулярной образующим цилиндров, а сами экспериментальные значения амплитуд дифракционных спектров определяются из решения задачи.

Метод решения

С помощью формулы Грина и формулы суммирования Пуассона рассеянное поле можно представить в виде разложения по плоским волнам [3]

$$\psi^s(\vec{r}) = \sum_{v=-\infty}^{\infty} C_v G^{\pm}(\theta_v, \theta_0) \psi_v^{\pm}(\vec{r}), \quad (3)$$

где $\psi_v^{\pm}(\vec{r}) = \exp[\pm ikr \cos(\theta - \theta_v)]$; знак (+) соответствует $X > a$; знак (-) соответствует $X < -a$;

$C_v = (kp \cos \theta_v)^{-1}$, $\sin \theta_v = \sin \theta_0 + 2\pi v / kp$. Величина $G^{\pm}$ – амплитуда рассеяния цилиндра в

решетке. Для нее получаем функциональное уравнение, связывающее ее с амплитудой рассеяния изолированного цилиндра g :

$$G(\theta, \theta_0) = g(\theta, \theta_0) + 2SC_v g(\theta, \theta_{-v})G(\theta_v, \theta_0), \quad (4)$$

где $S = \sum_{v=-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} dv$ – оператор, представляющий собой разность операций суммирования и интегрирования [5]. Амплитуда g определяется из решения задачи о рассеянии плоской волны на ферритовом цилиндре и, таким образом, ее коэффициенты Фурье

$$g(\theta, \theta_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \exp[in(\theta - \theta_0)] \quad (5)$$

являются известными величинами.

Разлагая амплитуду G в ряд Фурье

$$G(\theta, \theta_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(\theta_0) \exp(in\theta) \quad (6)$$

и подставляя выражения (5) и (6) в уравнение (4), получаем бесконечную СЛАУ относительно неизвестных коэффициентов A_n :

$$A_n = a_n [\exp(-in\theta_v) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m W_{n-m}], \quad (7)$$

где $W_{n-m} = 2SC_v \exp[-i(n-m)\theta_v]$ – ряды Шлемильха, удобное представление для которых дано в [6].

Результаты решения

Бесконечная СЛАУ (7) допускает решение методами редукции или последовательных приближений. Особый интерес представляет решение этой системы для Е-поляризованной волны, поскольку в этом случае эффективное значение магнитной проницаемости феррита $\mu_{\perp} = (\mu - \mu_a^2)/\mu$ существенно зависит от величины намагничивающего поля H_0 . В случае падения Н-поляризованной волны решетка ферритовых цилиндров ведёт себя как решетка из диэлектрических цилиндров с параметрами ϵ и $\mu_{\parallel} = -1$. Анализ дифракционных свойств такой решётки дан в работе [5].

В длинноволновом приближении ($ka \ll 1, kp < 1$, где $k = 2\pi/\lambda$) получены аналитические выражения для коэффициентов отражения R и прохождения T с учетом дипольного взаимодействия элементов решетки

$$R = \frac{2}{kp \cos \theta_0} (A_0 + A_1 e^{i\theta_0} + A_{-1} e^{-i\theta_0}),$$

$$T = 1 + \frac{2}{kp \cos \theta_0} (A_0 - A_1 e^{-i\theta_0} - A_{-1} e^{i\theta_0}), \quad (8)$$

где

$$A_0 = a_0 [1 - W_0(a_1 + a_{-1})][1 - W_0(a_0 + a_1 + a_{-1})]^{-1},$$

$$A_{\pm 1} = a_{\pm 1} [1 - a_0 W_0] e^{\mp i\theta_0} [1 - W_0(a_0 + a_1 + a_{-1})]^{-1}.$$

Коэффициенты Фурье амплитуды рассеяния изолированного цилиндра $a_0, a_{\pm 1}$ равны соответственно согласно [7]

$$a_0 = \frac{i\pi\xi}{2} \frac{-\frac{\xi}{2} + K \frac{I_1(ga)}{I_0(ga)}}{1 - i \frac{\pi\xi}{2} K \frac{I_1(ga)}{I_0(ga)} (1 - i \frac{2}{\pi} \ln \frac{2}{I\xi})} + O(\xi^3), \quad (9)$$

$$a_{\pm 1} = -i \frac{\pi \xi^2}{4} \frac{\frac{I_1(ga)}{I_0(ga)} (1 + \mu \mp \mu_a) - \xi K(\mu - \mu_a)}{\frac{I_1(ga)}{I_0(ga)} (1 - \mu \pm \mu_a) - \xi K(\mu - \mu_a)} + O(\xi^4),$$

где $\xi = ka$, $K = \sqrt{\epsilon / \mu_{\perp}}$; $ga = ka\sqrt{\epsilon \mu_{\perp}}$; I_0, I_1 – функции Бесселя 1-го рода; Γ – постоянная Эйлера.

По формулам (8), (9) были произведены расчёты зависимости R и T некоторых значений параметров ka , $\frac{a}{p}$, θ_0 , A , β .

На рис. 2 и 3 приведены зависимости модулей коэффициентов отражения $|R|$ и прохождения $|T|$, а также их фаз φ_R и φ_T для случая нормального падения Е-поляризованной волны на решетку. Для расчетов взята область изменения параметров феррита правее точки поперечного ферромагнитного резонанса $\oslash P_{\perp}$, который при $A = 0,8$ соответствует значению $\beta = 0,677$. При приближении справа к точке $\oslash P_{\perp}$ наблюдаются резкие осцилляции $|R|$ и $|T|$ и скачки φ_R, φ_T , обусловленные ростом эффективной магнитной проницаемости феррита. В расчетных формулах этому соответствует плотное расположение корней функций Бесселя. В точках, где $|R| = |T|$ фаза коэффициента прохождения

φ_T изменяется скачком от $-\frac{\pi}{2}$ до $+\frac{\pi}{2}$ в то время как, фаза коэффициента отражения φ_R вблизи этой точки меняется плавно, изменяя положительный знак отрицательным. Для значений β , при которых $|R| = 1$ ($|T| = 0$) или $|T| = 1$, ($|R| = 0$), фаза коэффициента отражения φ_R изменяется скачком от $-\frac{\pi}{2}$ до $+\frac{\pi}{2}$, а фаза φ_T плавно переходит через нуль. При этом для каждой пары значений φ_R и φ_T выполняется

“закон выполнения фазы” $|\varphi_T - \varphi_R| = \frac{\pi}{2}$. С увеличением β (а также при $\beta \rightarrow 0$) проходит

асимптотическое стремление $|R|, |T|$, φ_R и φ_T к значениям, соответствующим решётки из диэлектрических цилиндров. В случае наклонного падения общий характер зависимостей $|R|$, $|T|$, φ_R и φ_T сохраняется, но при этом расстояния между максимумами (минимумами) $|R|$, $|T|$ с увеличением угла падения θ_0 несколько увеличивается.

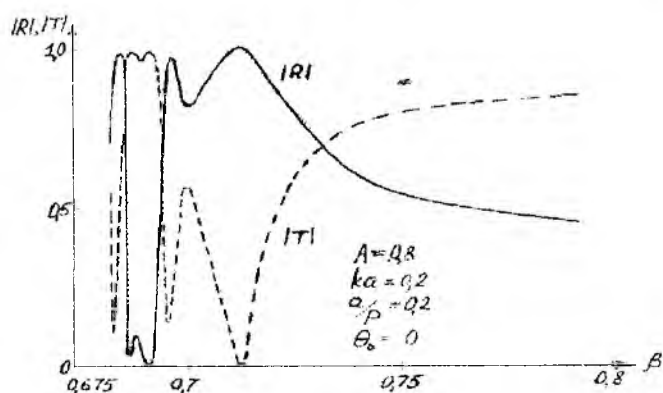


Рис. 2

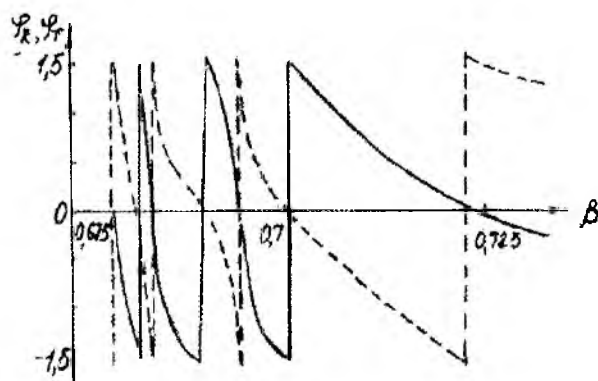


Рис. 3

Эквивалентные граничные условия

Коэффициенты отражения и прохождения, определяемые выражениями (8), (9), позволяют записать (в случае выполнения условий $ka \ll 1, kp < 1$) граничные условия, эквивалентные действию решетки на электромагнитное поле.

На расстоянии порядка периода решетки p от плоскости $X=0$ справедливы выражения полей

$$\begin{aligned} E_z^- &= \exp(iky \sin \theta_0) [\exp(ikx \cos \theta_0) + R \exp(-ikx \cos \theta_0)], \\ H_x^- &= \sin \theta_0 \exp(iky \sin \theta_0) [\exp(ikx \cos \theta_0) + R \exp(-ikx \cos \theta_0)], \\ H_y^- &= \cos \theta_0 \exp(iky \sin \theta_0) [\exp(ikx \cos \theta_0) - R \exp(-ikx \cos \theta_0)], \\ E_z^+ &= T \exp(ikx \cos \theta_0 + iky \sin \theta_0), \\ H_x^+ &= T \sin \theta_0 \exp(ikx \cos \theta_0 + iky \sin \theta_0), \\ H_y^+ &= -T \cos \theta_0 \exp(ikx \cos \theta_0 + iky \sin \theta_0). \end{aligned} \quad (10)$$

Экстраполируя выражения полей (10) к плоскости $X=0$ получим для них следующую систему усредненных граничных условий

$$\begin{aligned} H_y^+ + H_y^- &= -\frac{\cos \theta_0 (1 - R + T)}{1 + R + T} (E_z^+ - E_z^-), \\ H_x^+ + H_x^- &= \frac{\sin \theta_0 (1 + R + T)}{1 - R - T} (H_y^+ - H_y^-). \end{aligned} \quad (11)$$

Выражения (10) не совпадают с истинными полями в непосредственной близости от решетки при $|X| < p$. Однако в длинноволновом случае решетке ферритовых цилиндров можно сопоставить некоторую гипотетическую пленку, лежащую в плоскости $X = 0$, электродинамические свойства которой эквивалентны действию решетки.

Список литературы: 1. Гуревич А.Г. Ферриты на СВЧ. М.: Физматиз, 1960. 408с. 2. Микаэлян А.Л. Теория применения ферритов на сверхвысоких частотах. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. 663с. 3. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты ферритмагнетики. М.: Мир, 1965. 4. Гераимов Ф.М., Яковлев Э.А. Дифракционные решетки. В кн.: Современные тенденции в технике спектроскопии. Новосибирск: Наука, 1982. С. 24-94. 5. Tversky V. On the Scattering of Waves by the Infinite Grating of Circular Cylinders/ IRS Transactions on Antennas and Propagation. 1962. V.8. P. 323-332. 6. Tversky V. Elementary function representation of Schlömilch Series. Archive for Rational Mechanics and Analysis. 1961. V.8. P. 323-332. 7. Eggemann W.H. scattering of a Plane Wave on a Ferrite Cylinder at Normal Incidence. // IRE Trans. MTT-8, May. 1960. N3. P.440.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 20.06.2000

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ СРЕД С ТРАНСЛЯЦИОННОЙ СИММЕТРИЕЙ, СОДЕРЖАЩИХ ПЛАЗМОПОДОБНЫЕ СЛОИ

Материалы с периодической симметрией (сверхрешетки, слоисто-периодические структуры) применяются в различных областях науки и техники. Например, в рентгеновской технике их используют в качестве отражателей, в оптическом и инфракрасном диапазонах периодические слоистые покрытия применяются для просветления объективов и т. п. Свойства таких сред зависят как от физических параметров материалов, из которых они образованы, так и от геометрических размеров слоев и периода структуры.

В данной работе исследуются электродинамические свойства материалов, составленных из периодически повторяющихся слоев диэлектрика и вещества, диэлектрическая проницаемость которого зависит от частоты и может принимать отрицательные значения. Таким веществом может быть полупроводник для инфракрасного или оптического диапазонов, газоразрядная плазма для сантиметрового диапазона. Ниже будет показано, что в полупроводниковых решетках существуют специфические зоны пропускания, которые связаны с плазменными свойствами слоев решетки. В работе предполагается, что решетка помещена в магнитное поле. Это позволяет управлять спектральными свойствами периодического материала и расширяет возможности его практического применения. Отметим, что эти свойства полупроводниковых сверхрешеток могут быть использованы для создания интегральных микросхем для оптической связи практически во всех функциональных узлах: светодиодных передатчиках, модуляторах, согласователях с передающим трактом и гетеродинах приемника.

Исследованию сверхрешеток посвящена обширная литература (см., например, монографии [1, 2]), но число публикаций, в которых рассматриваются сверхрешетки в магнитном поле, довольно ограничено. В данной задаче имеется два избранных направления: периодичности и вектора приложенного магнитного поля. Кроме того, имеется третье направление – распространения волны. Решение задачи при произвольном соотношении между этими направлениями в настоящее время неизвестно. Аналитически удастся получить дисперсионное уравнение для случая, когда магнитное поле направлено перпендикулярно направлению периодичности, а распространение волны происходит в плоскости, перпендикулярной магнитному полю [3]. В работах [4, 5] в такой же геометрии были исследованы поверхностные магнитоплазменные волны, распространяющиеся в полуграниченной сверхрешетке. Если магнитное поле и направление периодичности совпадают, то аналитические выражения удастся получить только для волн, волновой вектор которых направлен параллельно или перпендикулярно границам слоев [6-9].

В данной работе будут представлены новые результаты для обоих случаев расположения магнитного поля и направления периодичности. Предполагается, что периодическая структура образована повторением в пространстве слоя полупроводника с тензором проницаемости $\hat{\epsilon}_1(\omega)$ толщиной d_1 и слоя диэлектрика с $\epsilon_2 = \text{const}$ толщиной d_2 . Пусть ось Oz расположена перпендикулярно слоям (т. е. вдоль направления периодичности). Компоненты тензора $\hat{\epsilon}_1(\omega)$ зависят от частоты следующим образом:

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_L \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2 - \omega^2} \right), \quad \epsilon_{\parallel} = \epsilon_L \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad \epsilon_{\pm} = \pm i \epsilon_L \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega_c^2 - \omega^2)}, \quad \epsilon_V = \epsilon_{\perp} + \frac{\epsilon_{+} \epsilon_{-}}{\epsilon_{\perp}}, \quad (1)$$

где символы " $\perp$ " и " $\parallel$ " обозначают перпендикулярное и параллельное магнитному полю направления; $\epsilon_{\pm}$ – недиагональные компоненты тензора; ϵ_V – так называемая фойгтовская компонента; ϵ_L – диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника; ω_p и ω_c – плазменная и циклотронная частоты; $\omega_{ps} = \omega_p \sqrt{\epsilon_L / (\epsilon_L + \epsilon_2)}$ – частота поверхностного плазмона на границе полупроводника и диэлектрика. Из формул (1) следует, что в области частот, лежащей между циклотронной и плазменной частотами, компоненты тензора имеют ряд особенностей: $\epsilon_{\perp}$ и $\epsilon_{\pm}$ обращаются в беско-

нечность на циклотронной частоте, $\varepsilon_V \rightarrow \pm\infty$ при $\omega \rightarrow \omega_{hyb} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$, когда $\varepsilon_{\perp} \rightarrow 0$, кроме того, на плазменной частоте ω_p равна нулю компонента $\varepsilon_{\parallel}$. На частотах ниже циклотронной $\omega \ll \omega_c$ плазма полупроводника непрозрачна для электромагнитных волн, а на высоких частотах $\omega > \omega_p$ компоненты тензора не зависят от частоты и решетка представляет собой слоистую диэлектрическую среду. Поэтому для нашего исследования интересной является область, в которой находятся циклотронная и плазменная частоты.

Направим магнитное поле вдоль оси Oy . Рассмотрим распространение необыкновенной волны с поляризацией $E_x \neq 0$, $E_z \neq 0$, $H_y \neq 0$ в плоскости xOz . Дисперсионное соотношение получается в результате решения уравнений Максвелла для каждого из слоев, условий непрерывности тангенциальных компонент поля на границах слоев и теоремы Флоке:

$$\cos \bar{k}d = \cos k_{z1}d_1 \cos k_{z2}d_2 - \frac{\varepsilon_V \varepsilon_2}{2k_{z1}k_{z2}} \left[\left(\frac{k_{z1}}{\varepsilon_V} \right)^2 + \left(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} \right)^2 - k_x^2 \frac{\varepsilon_+ \varepsilon_-}{(\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_V)^2} \right] \sin k_{z1}d_1 \sin k_{z2}d_2, \quad (2)$$

где $\bar{k}$ – так называемое блоховское волновое число, которое является усредненным поперечным волновым числом вместо $k_{z1} = (\omega^2 \varepsilon_V / c^2 - k_x^2)^{1/2}$ и $k_{z2} = (\omega^2 \varepsilon_2 / c^2 - k_x^2)^{1/2}$; $d = d_1 + d_2$ – период структуры.

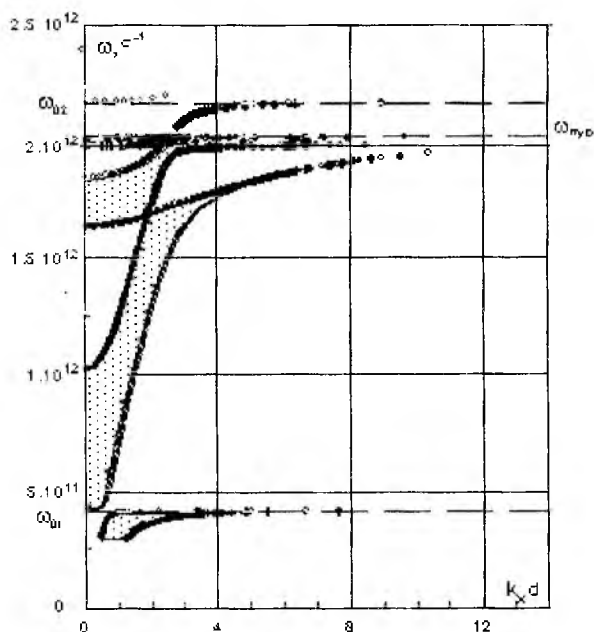


Рис.1

$d_1 = 0.01$ см, $d_2 = 0.015$ см, $H_0 = 1000$ э,
 $\varepsilon_L = 17.8$, $\varepsilon_2 = 2$. $\circ - \bar{k}d = 0$, $+ - \bar{k}d = \pi$

Решение этого уравнения в виде зависимости $\omega(k_x d)$ представлено на рис. 1. Видно, что спектр имеет зонную структуру (зоны пропускания заштрихованы). В зонах пропускания блоховское волновое число меняется от $(\pi/d) \cdot 2N$ до $(\pi/d) \cdot (2N+1)$. В зонах непропускания $\bar{k}$ – комплексная величина, причем ее действительная часть остается внутри зоны непропускания постоянной.

В области частот

$$\omega < \omega_{01} = -\omega_c / 2 + \sqrt{\omega_c^2 / 4 + \omega_{ps}^2}$$

$\varepsilon_V < 0$ и $k_{z1,2}$ – мнимые величины, а в структуре распространяются волны, поля которых убывают по экспоненте от каждой границы. Можно сказать, что поля туннелируют, или просачиваются, через слои. Такие волны можно назвать коллективными поверхностными магнитоплазмонами. Отметим, что эти волны являются объемными, т. к. распространяются во всей решетке. Максимумы поля коллективных поверхностных волн расположены на границах структуры, а огибающая этих максимумов равна $\cos \bar{k}z$.

При $\omega_{01} < \omega < \omega_{02} = \omega_c / 2 + \sqrt{\omega_c^2 / 4 + \omega_{ps}^2}$ в зонной структуре наблюдается интересное явление. Так как при частоте, стремящейся к гибридной ω_{hyb} , $\varepsilon_V \rightarrow \pm\infty$, то к бесконечности стремится и аргумент тригонометрических функций $k_{z1}d_1$ в уравнении (2). Каждая зона пропускания характеризуется целым числом полуволн, укладывающихся поперек каждого слоя, т. е. образование каждой новой зоны пропускания связано с геометрическим резонансом на толщине одного из слоев. Поэтому с ростом $k_{z1}d_1$ число зон пропускания и запрещенных зон становится также бесконечно большим.

Если $\omega > \omega_{02}, \omega_{hyb}$, то зависимость компонент тензора диэлектрической проницаемости от магнитного поля уменьшается с ростом частоты, зонная структура становится такой же, как в диэлектрической сверхрешетке.

Теперь рассмотрим задачу, когда магнитное поле направлено по оси Oz , т. е. совпадает с направлением периодичности. Это условие значительно усложняет выкладки. Теперь нельзя выделить обыкновенную и необыкновенную волны, а поля имеют шесть составляющих, отличных от нуля. Для поперечных волновых чисел полупроводника имеем следующие соотношения [10]:

$$k_{z1a,b}^2 = \frac{1}{2} \left[2\varepsilon_{\perp} k_0^2 - \left(1 + \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \right) k_{xy}^2 \right] \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left[2\varepsilon_{\perp} k_0^2 - \left(1 + \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \right) k_{xy}^2 \right]^2 - \varepsilon_{\perp} \left[\varepsilon_{\parallel} k_0^4 + \frac{k_{xy}^4}{\varepsilon_{\parallel}} - \left(1 + \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \right) k_{xy}^2 k_0^2 \right]}, \quad (3)$$

где $k_0 = \omega / c$, $k_{xy}^2 = k_x^2 + k_y^2$. Видно, что в полупроводнике имеется две парциальные волны с поперечными волновыми числами k_{z1a} и k_{z1b} . Поэтому и в диэлектрике необходимо выделить две волны. Они будут иметь одинаковые поперечные волновые числа $k_{z2a}^2 = k_{z2b}^2 = k_0^2 \varepsilon_2 - k_{xy}^2$ и различную поляризацию.

Воспользовавшись теоремой Флоке получим дисперсионное соотношение в виде

$$\xi^4 + B_3 \xi^3 + B_2 \xi^2 + B_1 \xi + 1 = 0, \quad (4)$$

где $\xi = \exp(i\bar{k}d)$, коэффициенты B_i представляют собой громоздкие выражения и не могут быть здесь приведены. Численным путем показано, что коэффициенты B_i зависят только от k_{xy}^2 , также, как и волновые числа в соотношении (3). Это означает, что распространение в сверхрешетке происходит в плоскости, проходящей через ось Oz и расположенной под углом $\varphi = \arctg(k_y / k_x)$ к оси Ox . Также численным путем можно показать, что $B_1 = B_3$, и, следовательно, соотношение (4) переписывается в виде произведения

$$(\xi^2 + b_1 \xi + 1)(\xi^2 + b_2 \xi + 1) = 0, \quad (5)$$

$$b_{1,2} = \frac{B_1}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{B_1}{2} \right)^2 + 2 - B_2}.$$

Факторизация выражения (4) показывает, что в структуре возможно распространение двух типов волн с различными блоховскими волновыми числами. Уравнения для этих типов могут быть представлены в виде

$$\begin{cases} \cos \bar{k}_1 d = -\frac{b_1}{2}, \\ \cos \bar{k}_2 d = -\frac{b_2}{2}. \end{cases} \quad (6)$$

Результаты решения уравнений (6) представлены на рис.2 и рис.3. Здесь изображены дисперсионные зависимости $\omega = \omega(\bar{k}, k_{xy})$. Видно, что имеется ряд узких зон пропускания, асимптотически стремящихся к постоянным значениям частоты. Образование таких зон связано с распространением магнитостатических волн в слоях полупроводника. При больших значениях $k_{xy} \gg k_0$ и для частот ниже плазменной из соотношения (3) получим

$$k_{z1a} \approx \pm i k_{xy}, \quad k_{z1b} \approx \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}}{|\varepsilon_{\parallel}|}} k_{xy}. \quad (7)$$

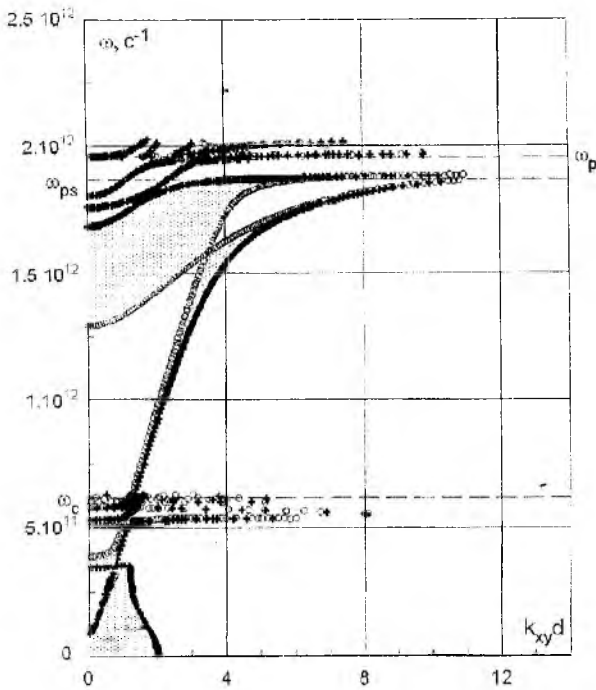


Рис. 2

$d_1 = 0.01$ см, $d_2 = 0.03$ см, $H_0 = 500$ э, $\varepsilon_L = 17.8$, $\varepsilon_2 = 2$, $k_y / k_x = 2$

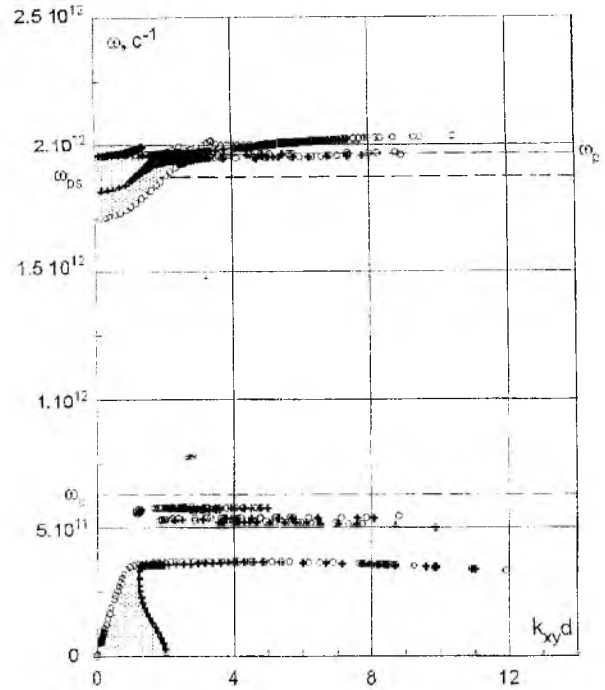


Рис. 3

Эти значения волновых чисел показывают, что мода "a" имеет поверхностный характер, а мода "b" волноводный. В соответствии с этим вид нижней зоны пропускания на рисунках различен: на рис. 2 эта зона замкнута, а на рис. 3 зона асимптотически приближается к частоте, на которой поперек слоя полупроводника укладывается половина длины волны. При $\omega \approx \omega_c$ для обеих мод имеется множество зон, ширина которых стремится к нулю при $\omega \rightarrow \omega_c$. Это связано с расходимостью компонент тензора проницаемости. В области частот $\omega_c < \omega < \omega_{ps}$ имеются две зоны пропускания для моды "a", асимптотически стремящиеся к частоте ω_{ps} . Отметим, что эти зоны существуют и при отсутствии магнитного поля [10]. Мода "b" в этой области частот зон не имеет. На частотах $\omega \approx \omega_p$ имеется множество асимптотических зон. Они связаны с расходимостью проницаемости $\varepsilon_{\parallel}$, как и при направлении магнитного поля по оси Oy .

Исследования полупроводниковых решеток, помещенных в магнитное поле, показывают, что в спектре имеются зоны пропускания, которые асимптотически стремятся к одной из характерных частот полупроводника. Отметим, что фазовая скорость электромагнитных волн в этих зонах ($v_{ph} = \omega / k_{xy}$) мала. Поэтому возможно эффективное взаимодействие с заряженными носителями, если к полупроводниковым слоям приложено постоянное электрическое поле. Такие сверхрешетки могут найти применение не только как фильтры, но и для усиления и генерирования электромагнитных волн.

Список литературы: 1. A.Yariv, P.Yeh. Optical Waves in Crystals. New York: A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, 1984; Яриу А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с. 2. Bass F.G., Bulgakov A.A. Kinetic and Electrodynamic Phenomena in Classical and Quantum Semiconductor Superlattices. – New York: Nova Science Publishers, Inc., 1997 – 498 p.; Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с. 3. Булгаков А.А., Филиппов Ю.Ф. Влияние затухания на дисперсионные свойства классической сверхрешетки в магнитном поле. // Изв.ВУЗов, Радиофизика. 1985. Т.28. № 9. С.1185-1191. 4. Theory of surface magnetoplasmon polaritons in truncated superlattices /

Wallis.F., Szenics R., Quinn J.J., Giuliani G.F. // Phys. Rev. B. 1987. V.36. N 2. P. 1218-1223. 5. Wallis.F., Quinn J.J. Surface magnetoplasmon polaritons in truncated semiconductor superlattices. // Phys. Rev. B. 1988. V.38. N 6. P.4205-4211. 6. Бразис Р.С., Сафонова Л.С. Перспективы применения периодических структур с гиротропными полупроводниковыми слоями в преобразователях электромагнитного излучения. // "Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем". М.: МГУ, 1984. С.150-151. 7. Banham A.C., Boardman A.D. Magneto-plasma wave propagation in a periodic structure. // Solid State Comm. 1968. V.26. P. 654-657. 8. Banham A.C., Boardman A.D. Transverse magneto-plasma wave propagation in a periodic structure. // J.Phys.C. (Solid State Phys.). 1969. N 2. P. 619-628. 9. Banham A.C., Boardman A.D., Dunsmore M.R.B., Tierney J. Wave propagation in multilayered drifted solid-state plasmas. // IEEE Trans. MTT-21. 1973. P.111-113. 10. Электродинамика плазмы. /Под ред. А.И.Ахиезера. М.: Наука, 1974. 720 с.

Институт радиофизики и электроники НАН Украины
г. Харьков

Поступила в редколлегию 21.06.2000

НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ ОПЕРАЦИЙ ГАЛЬВАНОТЕХНИКИ В ПРОИЗВОДСТВЕ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

В производстве радиоэлектронной аппаратуры, в частности в технологии микроэлектроники и приборостроения, важное место занимает гальванотехника с ее разнообразием специального технологического оборудования, технологических устройств и оснастки [1, 2].

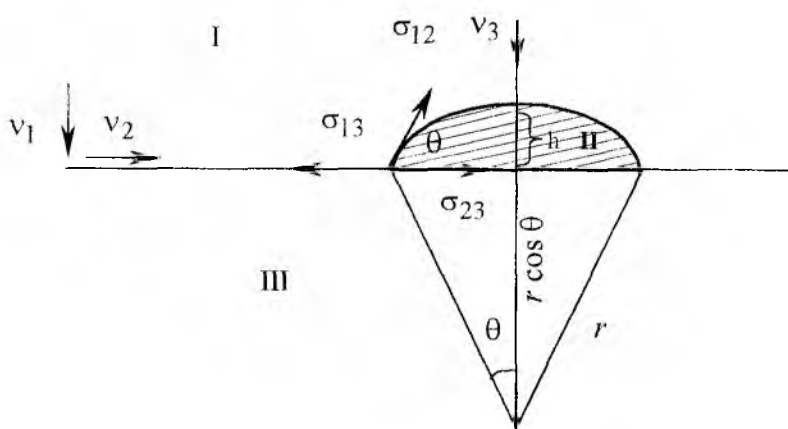
Электролитический метод осаждения применяется для создания контактных систем на диэлектрических подложках с предварительно нанесенной тонкой проводящей пленкой, для создания выпрямляющих барьеров Шотки, получения объемных контактов-выводов к активным областям полупроводниковых структур, изготовления свободных и контактных масок, создания многоуровневой разводки на гибких полиамидных коммутационных платах, получения антикоррозионных, износостойких покрытий на изделиях электронной аппаратуры (ЭА) (пленки *Cu*, *Zn*, *Au*, *Ag*, *Cr* и др.). Определенные успехи достигнуты в технологии изготовления многослойных печатных плат (МПП) с применением химико-гальванической металлизации для создания межслойных соединений, что позволяет повысить плотность монтажа МПП, сократить число контактов, снизить продолжительность технологического цикла.

Все изложенное выше предопределяет актуальность проведения исследований процессов для различных операций гальванического осаждения, в частности для скоростной металлизации изделий.

В процессе исследований обобщены научные публикации, характеризующие термодинамику и механизм процессов химического и электролитического осаждения слоев. Рассмотрены основные закономерности формирования структуры пленок на платах и подложках. Проанализированы физические основы процессов зарождения и роста новой фазы [3, 4], что дало возможность провести анализ влияния физико-химических и технологических факторов на структуру и качество осажденных слоев.

Структура слоев в значительной мере зависит от условий их зарождения и роста из маточной фазы. Процесс кристаллизации протекает с преодолением активационного барьера, который связан с возникновением новой фазы, что, в свою очередь, требует перенасыщения или перенапряжения перед началом процесса кристаллизации.

Теория образования зародышей утверждает, что для устойчивой конденсации пленки необходимо преодоление так называемого барьера зародышеобразования. Поэтому на начальной стадии роста слои будут иметь островковую структуру. При большой величине барьера зародышеобразования образуется малое количество крупных критических зародышей. При малом барьере зародышеобразования процесс характеризуется малой величиной r^* – (размер критического зародыша) и высоким значением v_3 – (скорость зародышеобразования).



Пленка, которая состоит из большого числа мелких островков, во-первых, становится сплошной при относительно малом значении средней толщины и, во-вторых, будет иметь более мелкодисперсную структуру, чем пленки с большим r^* и малой величиной v_3 . Это в свою очередь сказывается на качестве и электрических свойствах полученных слоев. Таким образом, анализ влияния технологических параметров на r^* , v_3 и ΔG^* (ΔG^* – свободная энергия гетерогенного образования зародыша) может в

первом приближении дать ответ на характер их взаимного влияния и связь с электрофизическими свойствами полученных слоев.

Теоретический анализ гетерогенного зарождения и роста новой фазы (см. рис.) приводит к следующим соотношениям:

$$r^* = -\frac{2\sigma_{12}}{\Delta G_V^0}, \quad (1)$$

$$\Delta G_V^0 = -\frac{kT}{V} \ln \frac{N\downarrow}{N\uparrow}, \quad (2)$$

$$\Delta G^* = \frac{4\pi\sigma_{12}^3}{3(\Delta G_V^0)^2} (2 + \cos\theta)(1 - \cos\theta)^2, \quad (3)$$

$$v_3 = CN\downarrow \exp\left[\frac{\Delta G_{\text{дес}} - \Delta G_{\text{пд}} - 2\Delta G^*}{2kT}\right], \quad (4)$$

где ΔG_V^0 – термодинамический потенциал при конденсации единицы объема вещества; σ_{12} – удельная межфазная энергия поверхности раздела конденсат-подложка; V – молекулярный объем; $N\downarrow$ и $N\uparrow$ – количество молекул, которые двигаются к поверхности конденсации и отходят от нее в условиях проведения процесса; $N\downarrow/N\uparrow$ – степень перенасыщения; θ – контактный угол смачивания; $\Delta G_{\text{дес}}$ – свободная энергия активации десорбции; $\Delta G_{\text{пд}}$ – энергия активации поверхностной диффузии.

Зависимость r^* и ΔG^* от скорости осаждения обусловлена тем, что от нее зависит ΔG_V^0 , согласно уравнению (2). При увеличении $N\downarrow$ величина ΔG_V^0 возрастает. Из-за того, что поверхностная энергия и энергия границы раздела не зависят от $N\downarrow$, увеличение скорости осаждения приводит к уменьшению r^* и возрастанию v_3 . Однако, поскольку зависимость ΔG_V^0 от $N\downarrow$ логарифмическая, небольшое изменение $N\downarrow$ не меняет существенно образом r^* .

Влияние материала подложки на r^* определяется энергией связи адатомов с поверхностью подложки: чем сильнее эта связь, тем при иных равных условиях меньше величина r^* , или чем больше $\Delta G_{\text{дес}}$, тем больше v_3 и меньше r^* . В результате для неоднородных поверхностей (на которых в наличии участки с различной энергией связи с адатомами) на участках с сильной связью (например, ступенька на подложке) – r^* меньше, чем на участках со слабой связью (например, при наличии посторонних атомов). Это влияет на однородность и структуру тонких пленок.

Согласно уравнению (4) v_3 спадает экспоненциально при возрастании $\Delta G_{\text{дес}}$. Если $\Delta G_{\text{дес}}$ велико (например, низкие температуры, наличие посторонних атомов), диффузия протекает медленно и зародыши будут расти только благодаря атомам, которые непосредственно попадают на них из маточной фазы.

Приведенные соотношения описывают идеальную ситуацию. На практике процессы электроосаждения гораздо сложнее потому, что на них влияет большое количество трудно учитываемых факторов: структура поверхности подложки; пассивирование поверхности катода; состав электролита; характер адсорбции анионов, катионов и иных частиц; режимы электролиза, которые влияют на неоднородность концентрационного и электрического полей и пр.

Анализ процессов массопереноса в электролите и вблизи поверхности подложки позволяет управлять режимами электролиза и влиять на степень перенапряжения и структуру пленки. Поскольку для образования зародышей нужно более высокое перенапряжение, чем для их роста, то имеются определенные технологические параметры, которые оказывают содействие увеличению перенапряжения или катодной поляризации, стимулируют образование мелкозернистых пленок. К ним относятся: плотность тока; температура электролита; концентрация ионов металла; концентрация специальных добавок (органических и неорганических) веществ в электролит.

Рассеивающая способность электролита характеризует равномерность осаждения на площади катода, в отверстиях и на сложных профилях. Для увеличения рассеивающей способности в составе

ванны используют диспергаторы, понижающие вязкость приэлектродного пласта электролита, и поверхностно-активные вещества.

Стабилизация режимов осаждения осуществляется по трем параметрам: составу и pH ванны, токовому и температурному режимам. Современное оборудование оснащается автоматическими системами корректирования состава ванны и pH раствора; токовый режим стабилизируют по величине плотности катодного тока. Температурный режим важно поддерживать постоянным, так как все процессы, которые протекают в ванне, зависят от температуры.

Тщательный анализ термодинамики и кинетики процессов осаждения пленок и факторов, влияющих на механизм процессов осаждения и качество пленок, а также путей управления процессами, позволил сформулировать основные задачи исследований: разработка процессов скоростной металлизации печатных плат и подложек микросборок; разработка способов управления процессом гальванопокрытия применительно к концепции единой автоматической линии; разработка вариантов конструктивных решений оборудования для электрохимической обработки изделий с принудительной подачей электролита в зону покрытия.

При исследовании осаждения и принципов скоростной металлизации необходимо учитывать следующие виды поляризации: 1) поляризацию разряда, или химическую поляризацию, обусловленную замедлением переноса носителей заряда через двойной электрический слой; 2) кристаллизационную поляризацию, обусловленную затруднением проникновения в кристаллическую решетку атомов после разряда; 3) диффузионную поляризацию, обусловленную замедленным подводом частиц, которые разряжаются на электроде, из общего объема; 4) реакционную поляризацию, обусловленную небольшой скоростью химической реакции перед разрядом ионов. В зависимости от лимитирующей стадии различают диффузионную и электрохимическую кинетику. Для диффузионной кинетики, если предположить концентрацию ионов, которые разряжаются не в диффузионном слое, постоянной, а в диффузионном – изменяющейся линейно, значение плотности тока на катоде i_k определяется выражением:

$$i_k = \frac{ZFD(C_0 - C)}{\delta}, \quad (5)$$

где δ – толщина диффузионного слоя; Z – валентность разряжающихся ионов; F – число Фарадея; D – коэффициент молекулярной диффузии; $(C_0 - C)$ – разность концентраций в объеме и возле поверхности электрода.

При увеличении плотности тока концентрация ионов возле поверхности электрода уменьшается; предельная концентрация разряжающихся ионов становится равной нулю. Тогда выражение (5) принимает вид

$$i_{zp} = \frac{ZFDC_0}{\delta}, \quad (6)$$

где i_{zp} – предельная (самая большая, граничная) плотность тока.

Изменение потенциала электродов $\Delta\varphi$, которое вызвано протеканием тока при диффузионных затруднениях, описывается уравнением

$$\Delta\varphi = \frac{RT}{ZF} \ln \left(1 - \frac{i_k}{i_{zp}} \right), \quad (7)$$

где R – универсальная газовая постоянная.

Анализ зависимости (7) показывает, что при увеличении плотности тока потенциал катода сдвигается в область более отрицательных значений и при приближении к i_{zp} поляризация неограниченно возрастает. Из выражения (6) следует, что i_{zp} – величина обратно пропорциональная толщине диффузионного слоя, которая при $\delta \rightarrow 0$ величина i_{zp} может неограниченно возрастать.

При электроосаждении металла в стационарных ваннах величина предельной плотности тока – i_{zp} ограничена диффузионными процессами, поэтому увеличение скорости осаждения при повышении плотности тока невозможно реализовать. Эффективной мерой повышения i_{zp} в результате снижения диффузионного слоя является перемешивание.

Предлагаемая концепция интенсификации процесса гальванического осаждения основана на использовании оборудования струйного или проточного типа. Были проведены исследования массопереноса в случае принудительной циркуляции электролита и получена взаимосвязь между скоростью потока, скоростью осаждения и толщиной осажденных покрытий. Установлено, что при увеличении скорости потока от $R_e = 500$ до $R_e = 1000$ м/мин толщина прикатодного слоя уменьшается от 1 до 0,1 мм. Использование турбулизаторов при $R_e = 1500$ м/мин позволяет снизить толщину диффузионного слоя до 0,008 мм. Применение принудительной подачи электролита меднения (Cu^{++} – 30-50 г/л; H_2SO_4 – 180-200 г/л) позволяет получить рабочую плотность тока 200-2000 А/дм². При скорости потока 800 м/мин из сульфатного электролита никелирования покрытие осаждается со скоростью ~ 50 мкм/мин. Таким образом, перемешивание позволяет уменьшить концентрационную поляризацию и, соответственно, значительно увеличить i_{cr} .

Процессы только с концентрационной и химической поляризацией встречаются редко. Они характерны для простых (без добавок) и цианистых электролитов. Для электролитов с активационно-диффузионной природой поляризации интенсификация перемешиванием менее эффективна, для электролитов с чисто химической природой поляризации – совсем мало эффективна. Следовательно, для осуществления эффективной интенсификации процессов осаждения из электролитов двух последних типов необходимо применять специальные методы.

Согласно теоретическим концепциям, в системах скоростной металлизации существует 3 типа распределения тока, которые определяют распределение гальванических осадков. Первичное распределение возникает в результате омического падения напряжения в ячейке и обусловлено конструктивными параметрами ячейки. Вторичное распределение тока обусловлено наличием электрохимической поляризации. При этом повышения рассеивающей способности электролита при вторичном распределении можно достичь подбором соответствующих добавок и внутриядерных заместителей потенциалообразующего иона. Третичное распределение тока обусловлено возникновением диффузионной поляризации, что описывается в условиях стационарных гальванических ванн уравнениями (5)-(7). В случае скоростного гальванического осаждения, осуществляемого с помощью перемешивания, математическое моделирование процесса усложняется, третичное распределение тока становится критическим и определяет течение процесса. Это объясняется тем, что гидродинамические характеристики потоков электролита по поверхности проводников и в середине переходных отверстий значительно отличаются.

Неравномерность перемешивания вызывает неравномерную диффузионную поляризацию. Там где перемешивания выше, скорость осаждения возрастает благодаря снижению диффузионного потенциала. В отверстиях, где перемешивание менее интенсивное, величина диффузионного потенциала повышается и скорость осаждения замедляется. Наложение на этот процесс третичного распределения тока значительно ужесточает картину неравномерного осаждения покрытий.

Вторым принципиальным осложнением при осуществлении скоростной металлизации является проблема качества осадков. Как известно, структура покрытия определяется скоростью образования кристаллических зародышей v_z и скоростью роста кристалла. Первая – пропорциональна величине поляризации, вторая – плотности тока. Чем выше v_z и ниже скорость роста, тем более качественные образуются пленки. При скоростной металлизации, высоких плотностях тока и низких значениях диффузионной поляризации это условие, как правило, не выполняется.

Таким образом, осуществить процесс скоростного гальванического осаждения из простых электролитов (например, сернокислого электролита меднения) невозможно из-за неравномерного осаждения, которое обусловлено третичным распределением тока, и ухудшения структуры покрытий. Эти проблемы в системах скоростного осаждения Cu решаются использованием органических добавок, состоящих из трех компонентов (носитель, выравниватель и ускоритель). Подбор добавок с потенциалами адсорбции и десорбции, отвечающими третичному распределению тока при заданном гидродинамическом режиме позволяет в достаточной мере выравнивать значения поляризации по всей поверхности ПП, в том числе и в отверстиях.

Для решения проблемы скоростной металлизации исследовано применение непрерывно циркулирующего электролита в условиях нестационарного процесса. Исследования показали, что при наложении на электроды коротких импульсов тока система не успевает значительно отклониться от состояния равновесия. За промежуток между импульсами происходит полное обновление электролита у поверхности электродов и система возвращается в исходное состояние, т. е. импульсное осаждение

всякий раз происходит при неизменных начальных условиях. Для этого продолжительность импульса и силу тока нужно подбирать таким образом, чтобы величина концентрационной поляризации не успевала достигнуть значения, способного влиять на распределение тока в системе, а продолжительность пауз должна определяться возможностью возвращения системы в исходное состояние на участках с наименьшей скоростью перемешивания. При этом проблема равномерного распределения осадка сводится к первичному распределению тока, обусловленному спецификой рисунка ПП и наличием в ней переходных отверстий.

Практически полное отсутствие диффузионной поляризации в условиях нестационарного электролиза с непрерывной циркуляцией раствора, с одной стороны, значительно снижает рассеивающую способность электролитов, с другой – невыгодно изменяет соотношение скоростей образования и роста кристаллов. В проведенных испытаниях на макетной установке для струйной металлизации, приведенные соображения получили экспериментальное подтверждение.

В табл. 1 приведены значения скорости осаждения, распределения толщины и качества гальванических осадков *Си*, полученных из сернокислого электролита, в зависимости от плотности тока.

Таблица 1

Результаты испытаний процесса скоростного гальванического меднения
из сернокислого электролита на установке струйной металлизации

№	Плотность тока, А/дм ²	Средняя скорость осаждения, мкм/мин	Неравномерность толщины покрытий, %	Внешний вид осадков
1	9	3,5	80	Крупнозернистый с порошкообразным налетом, набросами, дендритами темно-коричневого цвета
2	12	4,2	48	- // -
3	15	5	27	Светлые, гладкие, мелкокристаллические, на участках падения струи – блестящие
4	18	6	30	- // -
5	21	6,8	26	- // -
6	24	8	25	- // -

Полученные результаты можно объяснить тем, что в условиях струйной металлизации при плотностях тока до 15 А/дм² диффузионный слой полностью или в значительной мере разрушается. При этом образуется некачественное крупнозернистое покрытие с высокой шероховатостью, набросами, дендритами темно-коричневого цвета. Распределение по толщине до 100 % и более повторяет распределение струи по поверхности. При плотностях тока больше 15 А/дм² благодаря увеличению скорости осаждения величина диффузионного перенапряжения возрастает, осадки становятся гладкими, мелкозернистыми, распределение по толщине улучшается.

Повышения рассеивающей способности электролитов в условиях нестационарного электролиза и улучшения качества осадков можно достичь внедрением добавки одного класса – добавки, определяющей электрохимическую стадию, которая предшествует диффузионному течению процесса [5]. Следовательно, добавка ПАВ должна равномерно адсорбироваться по поверхности катода и обеспечивать поляризацию 100-500 мВ, при достижении которой процесс в дальнейшем должен контролироваться диффузионной стадией. Наличие электрохимической стадии в течение процесса осаждения позволяет повысить рассеивающую способность благодаря вторичному распределению тока и улучшить качество осадка путем увеличения скорости зародышеобразования. Примером может служить добавка тиацетамида, увеличивающая поляризацию электровыделения *Си* на 200 мВ.

Выше шла речь об использовании электролитов, осаждение из которых контролируется диффузионными процессами. Большинство технологических покрытий с необходимыми функциональными характеристиками возможно получить только из комплексных электролитов, для которых явления катодной поляризации имеют активационно-диффузионную природу. Интенсификация перемешиванием в этом случае малоэффективна. Подтверждением служат результаты испытаний скоростного осаждения сплава *Sn-Pb* (табл. 2), полученные на макетной установке струйной металлизации из борфтористого электролита.

Результаты испытаний скоростного осаждения сплава Sn-Pb
из борфтористого электролита на установке струйной металлизации

№	Плотность тока, А/дм ²	Средняя скорость осаждения, мкм/мин	Выход по току, %	Внешний вид покрытий
1	1	0,45	100	Равномерное, мелкозернистое, светло- серого цвета
2	1,78	0,93	100	- // -
3	3,75	1,6	88	Крупнозернистое с порошкообразным налетом черного цвета
4	7,1	2,9	79	Крупнозернистое с набросами, дендритами черного цвета
5	11	4	70	Хрупкое, крупнозернистое с порошкообразным налетом, набросами, дендритами серого цвета
6	14	4,8	65	- // -

Из табл. 2 видно, что с увеличением плотности тока скорость осаждения возрастает. Однако качественные покрытия осаждаются при плотностях тока до 3 А/дм², дальнейшее увеличение плотности тока приводит к резкому ухудшению структуры покрытий. Это объясняется тем, что значительная величина электрохимической поляризации уже при малых плотностях тока обеспечивает получение качественных осадков сплава *Sn-Pb*. Увеличение плотности тока приводит к дальнейшему увеличению электрохимической поляризации, а при значениях плотности тока больше 3 А/дм² процесс протекает в условиях, близких к предельному току, при этом осаждаются губчатые осадки. Увеличение плотности тока до 10 А/дм² и больше смещает величину поляризации в электрохимическую область настолько, что становится возможным протекание побочной реакции выделения водорода. Об этом свидетельствует снижение выхода по току и значительная хрупкость покрытия за счет наводораживания.

Проблема скоростной металлизации из комплексных электролитов может быть решена введением ускоряющих добавок, под действием которых механизм электрокристаллизации металлов переходит из электрохимической в диффузионную область. Происходит ускорение разряда катионов металлов анионами галогенидов, тиомочевинной и роданид-ионами. Исследования показали, что ускоряющее действие щавелевой кислоты, пирофосфата натрия и других дикарбонатных кислот на процесс разряда Cd^{2+} , Cu^{2+} обусловлено протеканием химических реакций образования промежуточных комплексов ионов разряжающихся металлов с адсорбированными на поверхности добавками. Ускоренный перенос электронов при протекании катодного процесса осуществляется в этом случае вследствие использования *d*-орбиталей лиганда.

Повышение скорости протока электролита также приводит к возрастанию выхода металла по току благодаря повышению эффективной плотности катодного тока. Для получения высококачественного покрытия в проточном электролите необходимо установить значение скорости протока электролита, обеспечивающее поддержание эффективной толщины диффузионного слоя. Поставленная цель достигается тем, что устанавливается зависимость гидродинамических коэффициентов, которые учитывают изменение выхода по току, от температуры, плотности тока, концентрации и скорости протока электролита. С учетом влияния гидродинамических факторов рассчитывается среднее значение выхода по току для отдельных деталей и определяется значение выхода по току, прогнозируемое для следующей подвески. Устанавливается также необходимый ток, обеспечивающий получение номинальной толщины покрытия. С учетом экспериментальных значений концентрации слоеобразующего компонента возле поверхности электрода и коэффициента диффузии *D* определяются: толщина диффузионного слоя $\delta_{эфф}$ и скорость потока *v* электролита, обеспечивающая $\delta_{эфф}$:

$$\delta_{эфф} = \frac{nFD(C_0 - C_S)S}{I}, \quad (8)$$

$$v = 3,33 \frac{DR\lambda}{\delta_{эфф}}, \quad (9)$$

где *n* – количество электродов; λ – средний линейный размер покрытия изделия.

Значение тока и скорость потока, которые необходимы для данного процесса, устанавливают в рабочей ванне при поступлении следующей партии деталей.

Проведенные исследования, испытания и полученные результаты позволили создать новое направление, определить конструктивные особенности и общие принципы конструирования оборудования. Результатом изучения закономерностей процессов металлизации явилась разработка специального технологического оборудования для химической и электрохимической обработки изделий с принудительной подачей электролита в зону обработки.

Концепция интенсификации процесса гальванического осаждения, основанная на использовании проходных установок струйного, проточного или комбинированного типов, обеспечивающих увеличение плотности тока благодаря непрерывному перемешиванию, открывает широкие возможности применения данного процесса.

Список литературы: 1. Антропов Л.И. Теоретична електрохімія: Підручник для вузів. / Переклад з російської В.П. Ріжко. К.: Либідь, 1993. 540 с. 2. Дасоян М.А. и др. Технология электрохимических покрытий. / М.А. Дасоян, И.Я. Пальмская, Е.В. Сахарова. Л.: Машиностроение, 1989. 316 с. 3. Карапетьянц М.Х. Химическая термодинамика. М.: Химия, 1975. 583 с. 4. Эмануэль Н.М., Кнорре Д.Г. Курс химической кинетики. М.: Высшая школа, 1984. 463 с. 5. Лошкарев А.Я. Механизм каталитического ускорения электровосстановления ионов металлов адсорбированными веществами. // Укр. химический журнал. 1982. Т. 48. № 4. С. 371-376.

Харьковский государственный технический -
университет радиотехники

Поступила в редколлегию 20.06.2000

МЕТОД КОНТРОЛЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ДИФфуЗИОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

Одним из важных параметров диффузионных слоев, подлежащих контролю, является поверхностное сопротивление, которое характеризует сопротивление квадрата поверхности слоя.

Как известно, для измерения поверхностного сопротивления используют в основном четырехзондовый метод [1]. Однако этот метод является разрушающим, что и предопределило, в первую очередь, интерес к исследованию диффузионных структур при помощи СВЧ методов. В работе [1] обсуждалась возможность определения поверхностного сопротивления диффузионных структур с помощью импедансной методики, основанной на анализе измерений составляющих комплексного импеданса участка поверхности диффузионной структуры от параметров образца. Экспериментально поверхностное сопротивление определяют по узловым значениям входного импеданса, измеренного со стороны диффузионного и базового слоев с помощью градуировочных зависимостей. Однако наличие погрешностей, присущих этому методу, обусловленных влиянием электрического контакта образца со стенками волновода, а также значительное влияние на результат измерения модового состава падающей на образец волны, заставляют искать более эффективные методы определения поверхностного сопротивления диффузионных структур.

Проанализируем возможность определения поверхностного сопротивления при помощи СВЧ-резонаторного метода, который избавлен от перечисленных выше недостатков. Вначале выясним зависимость основных информационно-измерительных характеристик СВЧ-резонатора (какими является, в первую очередь, добротность резонатора) от поверхностного импеданса.

Если экранированная диффузионная структура заменяет часть стенки резонатора, то в общем случае выражение для его добротности Q_2 примет вид

$$Q_2 = \frac{\omega_2 W_3}{Z'_2 \oint H_2^2 dS} = \frac{\omega_2 W_3}{\oint \sigma(Z) E^2 dV} = \frac{\omega'}{\omega''}, \quad (1)$$

где ω_2 , ω' , ω'' – резонансная частота; W_3 – энергия электромагнитного поля, запасенная в резонаторе; Z_2 – импеданс; E_2 , H_2 – электрическая и магнитная составляющие электромагнитного поля; $\sigma(Z)$ – удельная электропроводность среды.

Для однородного образца справедливо выражение

$$Q_{\text{одн}} = \frac{\omega_0 W_{30}}{Z'_{\text{исх}} \oint H_{\text{одн}}^2 dS}, \quad (2)$$

где индекс «исх» относится к однородному образцу до легирования. Предполагая, что диффузионный слой незначительно влияет на перераспределение поля в резонаторе, так как находится в области слабого поля, можно считать, что

$$\frac{\omega_2 W_3}{\oint H_2^2 dS} = \frac{\omega_0 W_{30}}{\oint H_{\text{одн}}^2 dS}, \quad (3)$$

Тогда выражение для определения импеданса будет записано в виде

$$Z'_2 = \frac{Z'_{\text{исх}}}{1 - \frac{Q_{\text{исх}} - Q}{Q_{\text{исх}}}}, \quad (4)$$

где $Z'_{\text{исх}} = \frac{1}{\sigma_{\text{исх}} \cdot h_2}$; h_2 – толщина диффузионного слоя; W_3 – энергия электромагнитного поля, запасенная в резонаторе; Z_2 – импеданс; $\sigma(z)$ – удельная электропроводность среды.

Рассмотрим зависимости изменения добротности резонатора Q , содержащего диффузионную структуру, по сравнению с однородной структурой от степени включения образца в поле резонатора и параметров закона распределения примеси.

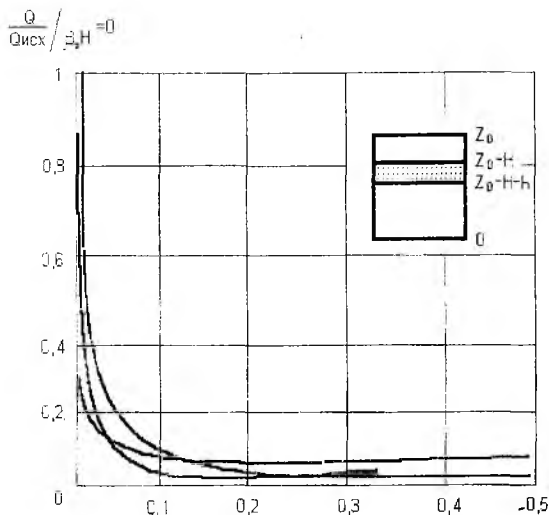


Рис.1

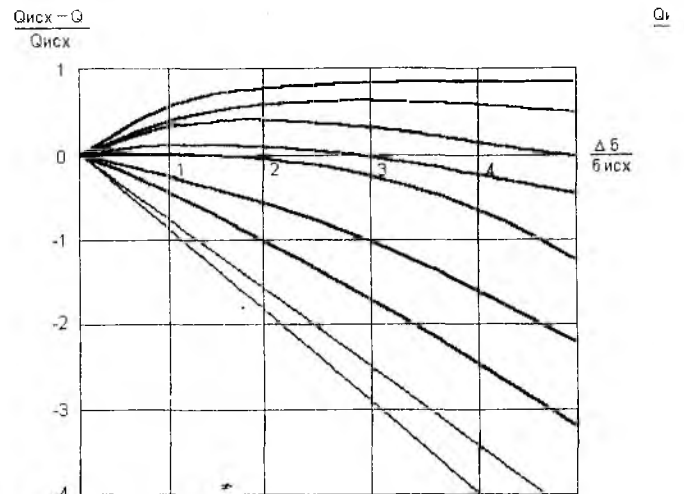


Рис.2

На рис. 1 представлены зависимости отношения добротностей $\Delta Q/Q_{исх}$ от уровня включения кремниевого образца в поле измерительного преобразователя (ИП) и параметров неоднородно легированного слоя, рассчитанные с помощью одномодового приближения [2]. Закон распределения электропроводности по глубине структуры в этом случае выбран экспоненциальным:

$$\sigma(Z) = \sigma_{исх} \left[1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{исх}} e^{-\alpha Z} \right],$$

где $\sigma_{исх}$ — электропроводность пластины до диффузии примеси. Как видно из графика, величина добротности зависит как от уровня включения образца в поле ИП, так и от параметров неоднородно легированной структуры. Наиболее наглядно это иллюстрируется при помощи зависимостей, приведенных на рис. 2, которые характеризуют изменение добротности резонатора в случае замены исходного образца образцом с диффузионным слоем (величины параметра $\beta_1 H$ принимают значения соответственно 0; 0,04; 0,05; 0,06; 0,07; 0,08; 0,09; 0,1; 0,12)

Анализ представленных зависимостей показывает, что уровню включения добротность ИП с диффузионной структурой может быть меньшей, большей или равной добротности резонатора, нагруженного однородным образцом. Уровень включения, при котором эта разница значений добротности будет максимальной, определяется исходной пластиной и, как следует из графика, равняется $\beta_1 H = 0,12$ независимо от параметров диффузионного слоя. В то же время абсолютное значение такой разницы определяется характеристическими параметрами неоднородно легированного слоя. Анализ представленных на рис. 2 зависимостей позволяет предложить методику контроля поверхностного сопротивления диффузионных структур.

На рис. 3 показаны зависимости для определения поверхностного сопротивления Z'_2 , в основу которых положено измерение разности между добротностями ИП с образцом до легирования и с диффузионным слоем. Сопротивление квадрата поверхности R_s можно определить по значениям добротности, измеренной со стороны диффузионного и базового слоев с помощью предварительно построенных градуировочных кривых.

Методика измерения в этом случае представлена следующей. С помощью однородной пластины с известным значением электропроводности производим предварительную градуировку ИП, которая заключается в измерении зависимости добротности $Q_{исх}$ от степени включения образца в поле резонатора. Аналогичным образом исследуем добротность резонатора с диффузионным слоем. С помощью результатов исследований определяется уровень включения, когда разность добротности ИП с однородным и неоднородным образцом имеет максимальное значение. Затем при помощи градуировоч-

ных кривых, подобных представленным на рис. 3, устанавливаем поверхностное сопротивление диффузионной структуры (кривые семейства 1 соответствуют $\sigma_{исх} = 10(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$, а кривые семейства 2 — $\sigma_{исх} = 20(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$; $\beta_1 H = 0.12$ соответственно)

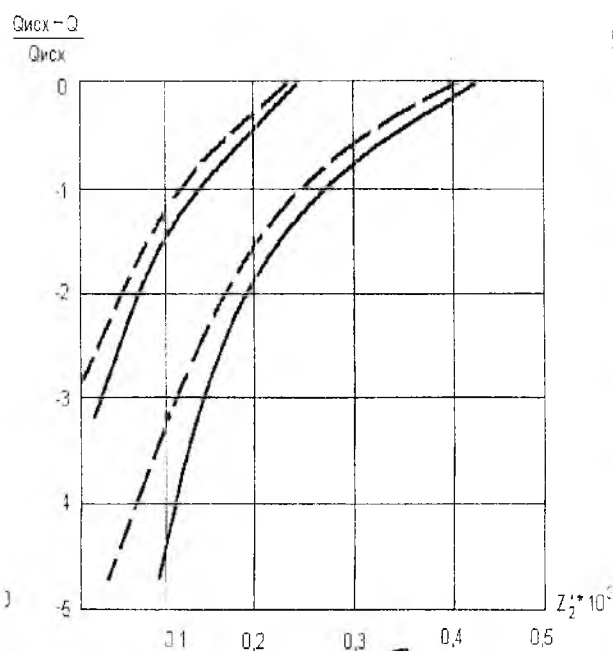


Рис.3

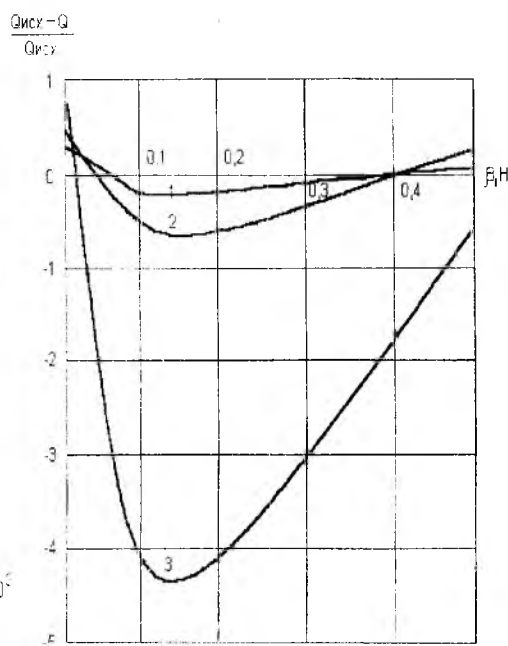


Рис.4

Исследуем возможность организации двухпараметрового метода контроля диффузионных структур. Величинами, подлежащими контролю в этом случае, являются параметры закона распределения электропроводности при известных значениях $\sigma_{исх}$. Численные расчеты с помощью одномодового приближения позволяют поставить в соответствие независимые информационные характеристики ИП с параметрами закона распределения электропроводности $\Delta\sigma$ и при определенных уровнях включения образца в поле резонатора $\beta_1 H$. Такими характеристиками ИП может быть значение добротности, измеренной со стороны диффузионного и базового слоев.

Из анализа зависимостей, представленных на рис. 4, следует, что для конкретного значения $\sigma_{исх}$ существует уровень включения, при котором добротности резонатора, нагруженного образцом с диффузионным слоем и однородным образцом, равны. Это даст возможность сформулировать двухпараметровый метод контроля диффузионных слоев. Сущность метода заключается в том, что наличие двух независимых сигналов измерительной информации (например, уровень включения, когда добротности резонатора с однородным образцом равны, и уровень включения, при котором эта разница максимальна) позволяет определить параметры закона распределения $\Delta\sigma$ и α при известных значениях $\sigma_{исх}$.

Методика двухпараметрового контроля состоит в следующем. С помощью однородной пластины проводим предварительную градуировку резонатора, которая заключается в измерении зависимости его добротности Q от степени включения образца в поле резонатора. Затем таким же образом исследуем добротность ИП, нагруженного диффузионной структурой. Далее определяем уровень включения, когда добротности резонатора с однородным образцом и диффузионной структурой равны, и определяем уровень включения, при котором эта разница максимальна. При помощи соответствующих градуировочных кривых аналогичных приведенным на рис. 5 определяем характеристические параметры закона распределения электропроводности. При этом приходится дважды измерять добротность резонатора, что существенно снижает точность контроля. При точности измерения $\Delta Q/Q$ порядка $5 \cdot 10^{-2}$ погрешность определения параметров диффузионного слоя может достигать 7% для слоев с $\alpha = 5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и 30% в случае больших α . Поэтому для повышения точности двухпараметрового контроля целесообразно вместо величины $(Q_{исх} - Q)/Q_{исх}$ определять другую количественную характеристику результата воздействия образца, устанавливаемую, например, такой же измерительной процедурой, как $(\beta_1 H)$.

Процедура контроля диффузионных структур в этом случае заключается в плавной перестройке степени включения образца в поле ИП и регистрации уровней включения – $(\beta_1 N)_0$, при котором выходной сигнал мощности или напряжения с ИП оказывается равным сигналу на выходе ИП, когда он нагружен исходной пластиной, и $(\beta_1 N)_1$, при котором переменный гармонический сигнал фотопроводимости образца обращается в нуль, изменяя знак. Тогда параметры диффузионной структуры устанавливаем с помощью измеренных значений $(\beta_1 N)_0$ и $(\beta_1 N)_1$ по градуировочным характеристикам, подобным представленным на рис. 6.

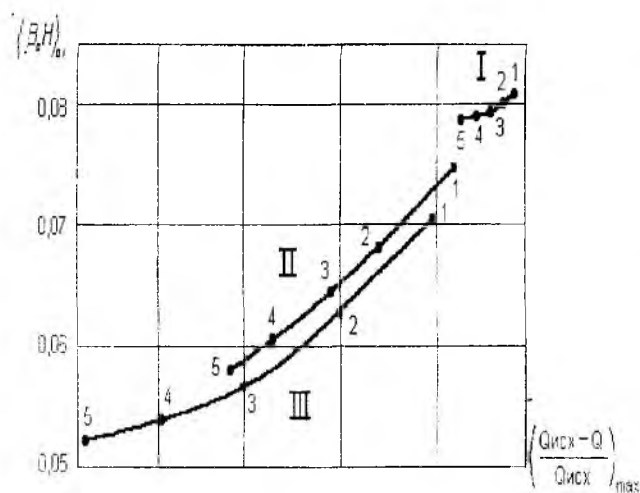


Рис.5

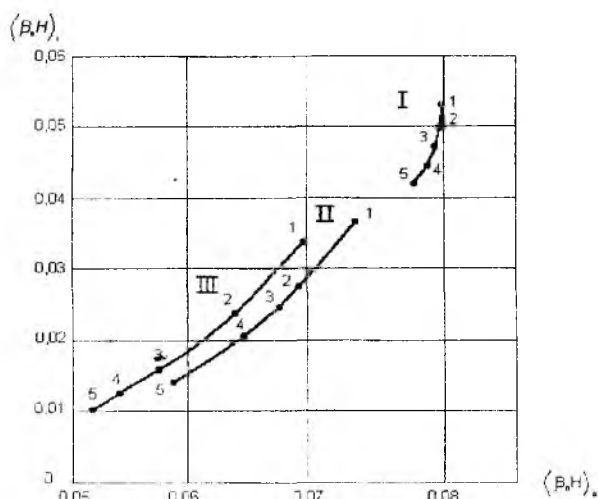


Рис.6

Значения изменения добротности и сигнала фотопроводимости для различной степени включения образца в поле резонатора $\beta_1 N$ хорошо различаются при разных αh_2 и $\Delta\sigma/\sigma_{исх}$, что обеспечивает экспериментальную основу установления закона распределения. Априорная оценка погрешности определения параметров закона легирования для кремневых структур с $\sigma_{исх} = 10 - 100 \text{ (Ом)}^{-1}$, $h_{исх} = (1-4) \cdot 10^{-4} \text{ м}$, $\Delta\sigma/\sigma_{исх} = 1-5$ и $\alpha = 5 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ проводилась на основании результатов расчета Q и $\Delta Q_\phi/Q$, представленных на рис. 4. Результаты оценки погрешности при помощи измерения максимальной разности добротности приведены на рис. 7.

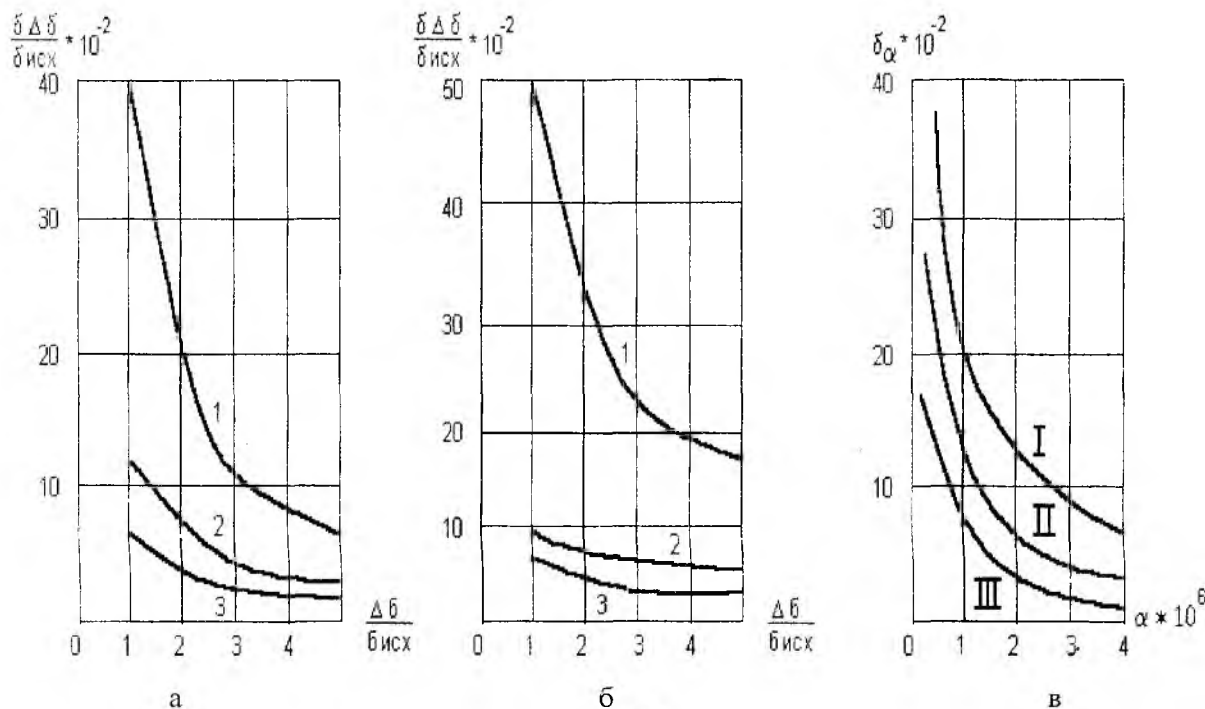


Рис. 7

Анализ результатов показывает, что погрешность возрастает со снижением уровня легирования и уменьшением глубины залегания неоднородно легированного слоя.

Развитые выше основные положения по методике двухпараметрового контроля диффузионного контроля показывают, что двухпараметровую диагностику возможно осуществить путем применения различных ИП, различного включения образца в поле ИП и совмещения фотомодуляционной методики с обычной.

Список литературы: 1. Григулис Ю.К., Пориньш В.М. Исследование диффузионных слоев полупроводников электромагнитным импедансным методом // Полупроводники и их применение в электротехнике. Рига, 1971. Вып. 5. С. 109-121. 2. Гордиенко Ю.Е. Определение характеристик объемных резонаторов со слоистым заполнением / Радиотехника: Всеукр. межведомств. сб. 1982. Вып. 60. С. 17-23.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 9.03.2000

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ И КВАЗИЧАСТИЦ ПРИ КВАНТОВОМ ОГРАНИЧЕНИИ

Широкое использование квантово-размерных приборов в оптоэлектронике и СВЧ микроэлектронике требует непрерывного совершенствования параметров квантово-размерных структур (КРС), которое может быть достигнуто путём детального изучения таких процессов, как люминесценция, усиление и генерация оптического излучения, резонансного и нерезонансного туннелирования, оптического и электроотражения и т. д.

Исследование квантово-размерных структур начинается с определения энергетических состояний частиц – электронов и дырок, или квазичастиц – экситонов и фононов в квантово-размерных структурах

С точки зрения квантовой теории полупроводников энергетическое состояние частицы считается однозначно определённым, если известны собственные значения и собственные функции оператора Гамильтона, описывающего состояние частиц в рассматриваемой структуре. Как известно, энергетические состояния частиц определяют с помощью стационарного уравнения Шредингера [1, 2, 3]:

$$\hat{H}\Psi = E\Psi, \quad (1)$$

где $\hat{H}$ – оператор Гамильтона; Ψ – собственная функция оператора Гамильтона (волновая функция частицы); E – собственное значение оператора Гамильтона (энергия частицы).

В зависимости от характера исследуемых процессов в квантово-размерной структуре, вид оператора Гамильтона будет изменяться и помимо составляющей, описывающей движение частицы вдоль выбранной координаты (в рассматриваемом координатном пространстве) будет содержать составляющие, описывающие тот или другой вид взаимодействия частиц и квазичастиц между собой или с внешними полями, полем объёмных зарядов и т. д. Таким образом $\hat{H}$ в выражении (1) можно переписать в виде [2]:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1, \quad (2)$$

где $\hat{H}_0$ – оператор Гамильтона частицы (квазичастицы) без учета внешних воздействий; $\hat{H}_1$ – оператор возмущения, учитывающий взаимодействия частицы (квазичастицы), с внешними электрическими или магнитными полями.

Таким образом, задачи определения собственных функций и собственных значений энергии частиц можно условно разделить на два класса задач.

Первый класс задач связан с определением собственных функций и собственных значений энергии частиц (квазичастиц) в квантовых ямах при отсутствии внешних воздействий, т. е. когда $\hat{H}_1 = 0$:

- в квантовых ямах “бесконечной” глубины $U_0 \rightarrow \infty$ (рис. 1, а);
- в ямах конечной глубины $U_1 = U_2 = U_0 = \text{const}$ или $U_1 \neq U_2$ (рис. 1, б);
- в двух квантовых ямах разделённых барьером конечной высоты и ограниченных потенциальными барьерами конечной высоты и “бесконечной” ширины (рис. 1, в). При этом, в общем случае, высоты ограничивающих барьеров и разделительного барьера не совпадают по высоте, а квантовые ямы не являются равноширокими;
- в яме, ограниченной потенциальными барьерами конечной высоты и ширины (рис. 1, г);
- в многослойной структуре состоящей из ям и барьеров конечной высоты и ширины (рис. 1, д).

В том случае, когда не учитываются воздействие внешних электрических и магнитных полей, а также поля объёмного заряда и поля кулоновского взаимодействия между частицами, в структурах с одномерным ограничением выражение (1) может быть записано в виде [2, 3, 4]:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + k^2 \Psi = 0, \quad (3)$$

где Ψ – волновая функция частицы (квазичастицы); z – текущая координата в области квантового ограничения.

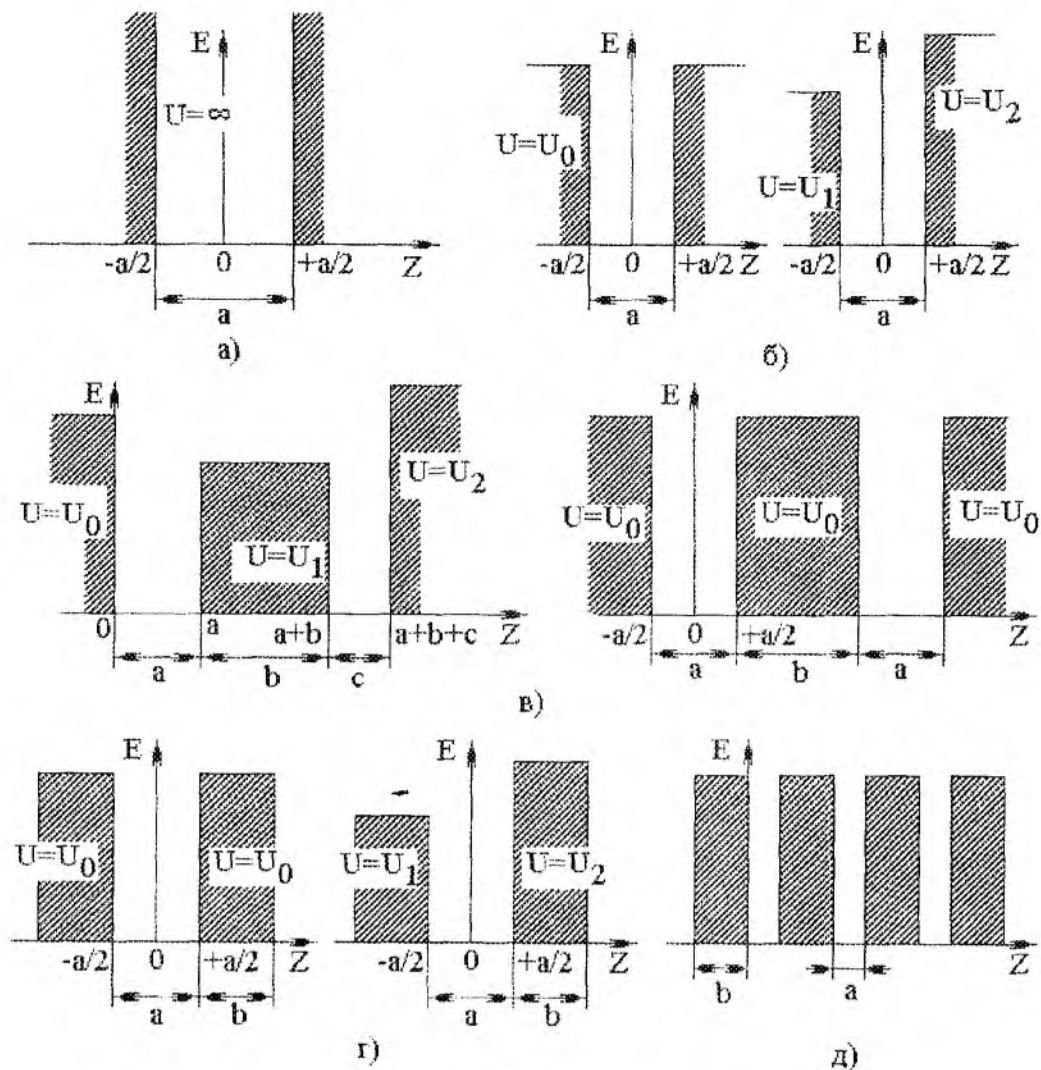


Рис. 1

Для случая, приведенного на рис. 1, а,

$$k^2 = \frac{2 \cdot m^* \cdot E}{\hbar^2}, \quad (4)$$

где m^* – эффективная масса частицы (квазичастицы); $\hbar$ – постоянная Дирака; E – собственное значение энергии частицы (квазичастицы).

Для случая приведенного на рис. 1, б, волновая функция определяется как в яме, так и в барьере вследствие конечной проницаемости реальных потенциальных барьеров, которые находятся в квантово-размерных приборах. Поэтому для частиц, находящихся в яме, выражение (4) останется без изменений:

$$k_1^2 = \frac{2 \cdot m_1^* \cdot E}{\hbar^2}, \quad (4 \text{ а})$$

где “1” – индекс, обозначающий принадлежность к яме (см. рис. 1, б); m_1^* – эффективная масса частицы (квазичастицы) в области ямы; а для области барьера

$$k_2^2 = \frac{2 \cdot m_2^* \cdot (U - E)}{\hbar^2}, \quad (4 \text{ б})$$

где “2” – индекс, обозначающий принадлежность к области барьера (рис. 1, б); m_2^* – эффективная масса частицы (квазичастицы) в области барьера; U – высота потенциального барьера.

Для случая, приведенного на рис. 1, в, волновая функция определяется аналогично случаю, приведенному на рис. 1, б, с учётом проницаемости разделительного барьера. Для этих случаев задача на этапе постановки может обладать различной степенью симметрии. При равновысоких барьерах для случаев, приведенных на рис. 1, б и 1, в, а также при ямах одинаковой ширины для случая, проиллюстрированного на рис. 1, в, задача может быть решена с помощью применения стандартных методов и подходов, многократно обсуждавшихся в литературе [1-4].

В том случае, когда барьеры не равновысокие, а ямы не одинаковой ширины – задача полностью несимметрична, поэтому для отыскания волновых функций и собственных значений энергии стационарное уравнение Шредингера должно быть записано для каждой из областей ям и барьеров с учётом граничных условий на каждой границе раздела яма-барьер.

Для случая, представленного на рис. 1, г, квантово-размерный эффект соблюдается только для частиц, находящихся в яме, и частиц, проникающих в потенциальные барьеры. В областях, находящихся слева и справа от ограничивающих потенциальных барьеров, квантово-размерный эффект не соблюдается, поскольку они принадлежат к “объёмным” областям полупроводника. Как и в случае, представленном на рис. 1, в, задача может быть как симметричной, так и несимметричной.

Для многослойной квантово-размерной структуры, показанной на рис. 1, д, в случае соблюдения периодичности слоёв для определения волновых функций частиц возможно применение метода Кронига-Пени, и других классических методов. В случае несоблюдения периодичности структуры наиболее продуктивным оказывается матричный подход.

Второй класс задач связан с учётом влияния на квантово-размерную структуру внешних электрических или магнитных полей, а также поля объёмного заряда и кулоновского взаимодействия различно заряженных частиц (экситонов) [4 - 9].

При наличии внешнего воздействия (электрического или магнитного поля) $\hat{H}_1 \neq 0$.

Если материалы, образующие квантово-размерную структуру, сильно легированы, возникает необходимость учёта влияния поля пространственного заряда как на электрические, так и на оптические свойства прибора, поэтому

$$\hat{H}_1 = V(z), \quad (5)$$

где $V(z)$ – потенциал, создаваемый полем объёмного заряда в области квантового ограничения, который определяется путем решения уравнения Пуассона [7, 8]:

$$\frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} = \frac{e \cdot \rho(z)}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r}, \quad (6)$$

где e – заряд электрона; $\rho(z)$ – плотность заряда; ϵ_0 – универсальная диэлектрическая постоянная; ϵ_r – диэлектрическая проницаемость материала квантово ограниченного слоя.

Список литературы: 1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика нерелятивистская теория. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. 704 с. 2. Андо Т. и др. Электронные свойства двумерных систем. Пер с англ. М.: Мир, 1985. 416 с. 3. Бузанёва Е. В. Микроструктуры интегральной электроники. М.: Радио и связь, 1990. 304 с. 4. Физика полупроводниковых лазеров. / Под ред. Х. Такумы. М.: Мир, 1989. 310 с. 5. E. Herbert Li. Optical Properties of an InGaAs-InP Interdiffused Quantum Wells // IEEE J. Quantum Electronics. 1997. Vol. 34. N 6. P. 982-990. 6. Emmanuel Anemogiannis, Elias N. Glytsis, Thomas V. Gaylord. Quasi - Bound States Determination Using a Perturbed Wavenumbers Method in a Large Quantum Box // IEEE J. Quantum Electronics. 1998. Vol. 34. N 5. P. 742-752. 7. Fanyao Qu, P. C. Morais. The 2-D – 3-D Crossover in Modulation Doped GaAs-Al_xGa_{1-x}As Quantum Wells // IEEE J. Quantum Electronics. 1997. Vol. 33. N 9. P. 1492-1497. 8. Fanyao Qu, P. C. Morais Investigation of the Magnetic Field Dependence of Electronic and Optical Properties in One-Side Modulation Doped GaAs-Al_xGa_{1-x}As Quantum Wells // IEEE J. Quantum Electronics. 1998. Vol. 34. N 8. P. 1419-1425. 9. Absorption coefficients and exciton oscillator strengths in GaAs/AlGaAs superlattices /W. T. Masselink, P. J. Pearah, J. Klem, C. K. Peng, H. Markoc, G. D. Sanders, Yia-Chung Chang //Phys. Rev. B. Vol. 32. N 12. P. 8027 – 8034.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 5.07.2000

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ВОЛНОВОДНЫХ
СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ AgCl-Ag**

Среди разнообразных нелинейных оптических эффектов значительное внимание в настоящее время уделяется пространственно-временным преобразованиям лазерных пучков: самофокусировке, самодифракции, бистабильности, оптической турбулентности и другим поперечным и временным неустойчивостям [1, 2]. Чаще всего исследования проводят в средах Кэрровского типа, фоторефрактивных и жидких кристаллах, фотохромных средах. Бистабильность, регулярные колебания интенсивности и оптический хаос обычно наблюдают в среде, помещенной в интерферометр Фабри-Перо, кольцевой резонатор, или при взаимодействии двух встречных пучков в геометрии с отражающим зеркалом. Сравнительно новым объектом для таких исследований являются тонкие светочувствительные пленки, где резонансное взаимодействие со светом определяется их волноводными свойствами [3]. Здесь сообщается об эффектах, связанных с образованием в пленке спонтанных периодических структур (СПС) волноводной природы, при действии одного непрерывного гауссового лазерного пучка ($P = 5$ мВт, $\lambda = 633$ нм) с разными поляризациями.

Исследования выполнены в тонких поликристаллических пленках AgCl, содержащих коллоидное Ag и обладающих светочувствительностью в реальном времени. Свет взаимодействует с частицами Ag и в результате фотоструктурных процессов приводит к переносу Ag в места с наименьшей освещенностью. Пленка AgCl-Ag на стеклянной подложке образует асимметричный волновод. Падающий пучок испытывает в пленке Рэлееское рассеяние. Для образования СПС важны волны, рассеянные под углами полного отражения от границ пленки, из которых зарождаются и развиваются волноводные моды. При их интерференции с падающей волной возникает фотостимулированный перенос частиц Ag из максимумов в минимумы интерференции и зарождается дифракционная решетка. Механизм массопереноса Ag детально описан в [3]. Фотоэффект на гранулах Ag, локализация фотоэлектронов в области интерференционных минимумов и высокая ионная проводимость AgCl играют важную роль в этом процессе. Дифракция падающего пучка на зарядившейся решетке усиливает моду и развивается самосогласованный процесс роста решетки и генерации моды. Обычно с учетом поляризации мод преимущественно возбуждаются моды TE_m -типа. Решетки развиваются при рассеянии света отдельными центрами и имеют небольшие размеры ($\sim 1 \times 10$ мкм), задаваемые длиной и направлением пробега моды. Система микрорешеток в пределах облучаемого пятна образует СПС. Зарождение СПС начинается с экспозиций $H \approx 10$ Дж·см⁻². Появлению СПС при действии линейно поляризованного пучка предшествует развитие существенного линейного дихроизма (эффект Вейгерта).

При нормальном падении линейно поляризованного пучка TE_m -моды возбуждаются под разными углами относительно преимущественного направления, перпендикулярном направлению поляризации E . Векторы $\vec{K}$ микрорешеток связаны с волновыми векторами мод $\vec{\beta}$ условием фазового синхронизма

$$\vec{K} = \vec{\beta}. \quad (1)$$

Постоянные распространения мод β определяют дисперсионным уравнением

$$h \left(k^2 n^2 - \beta^2 \right)^{\frac{1}{2}} = \arctg \left(\frac{\beta^2 - k^2 n_1^2}{k^2 n^2 - \beta^2} \right)^{\frac{1}{2}} + \arctg \left(\frac{\beta^2 - k^2 n_2^2}{k^2 n^2 - \beta^2} \right)^{\frac{1}{2}} + m\pi, \quad (2)$$

где h – толщина пленки; $k = 2\pi/\lambda$; n , n_1 , n_2 – показатели преломления пленки, воздуха и подложки соответственно. Преимущественные микрорешетки имеют вектор $\vec{K} \perp E$. Величина $\beta = k \cdot n_{ef}$, где n_{ef} – эффективный показатель преломления моды. При изменении толщины h пленки n_{ef} меняется в пределах $n_2 \leq n_{ef} < n$. Период решетки вдоль пленки равен $d = 2\pi \cdot K^{-1} = \lambda \cdot n_{ef}^{-1}$. Эксперименты выполнялись в одномодовых пленках, в которых СПС образуются при генерации TE_0 -мод.

Угловой разброс векторов $\vec{K}$ при развитии СПС приводит к переизлучению мод, возбужденных на одних решетках и взаимодействующих с другими. В результате этого при нормальном падении пучка на пленку СПС дает излучательные моды, выходящие из пленки с угловым разбросом преимущественно в плоскости параллельной $\vec{E}$, и создающие на экране, поставленном нормально к падающему пучку, полосу малоуглового рассеяния (МР) (рис. 1, а, б: 1 – лазерный пучок; 2 – экран с отверстием для прохождения лазерного пучка; 3 – полоса МР; 4 – образец; а – схема, б – фотография реальной сцены).

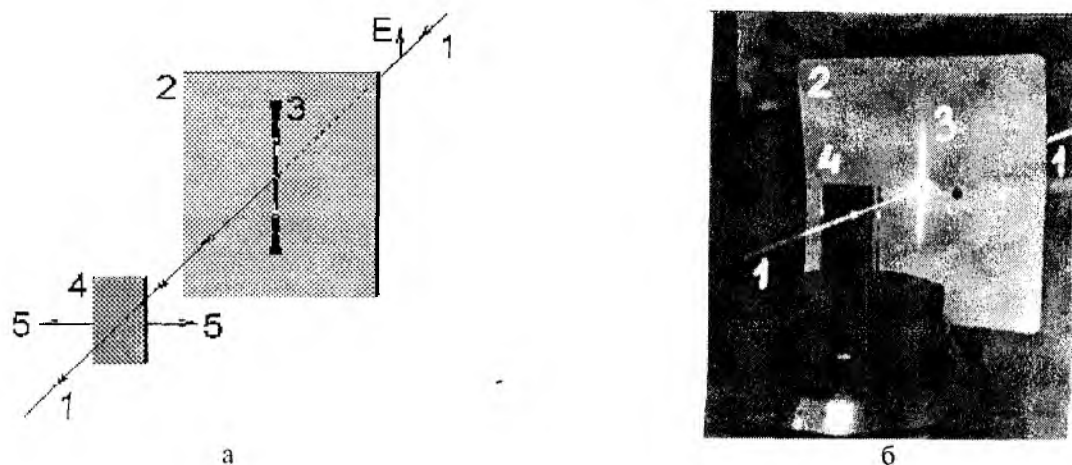


Рис. 1

Возникновение МР демонстрирует развитие поперечной неустойчивости в лазерном пучке при его нелинейном взаимодействии с тонкой пленкой AgCl-Ag. Параллельность полосы направлению $\vec{E}$ дает важный практический результат – визуализацию направления линейной поляризации лазерного пучка. Пленки AgCl-Ag обладают свойством реверсивности, и при изменении направления $\vec{E}$ прежняя полоса МР будет постепенно разрушаться с одновременным развитием новой полосы МР, параллельной новому направлению $\vec{E}$.

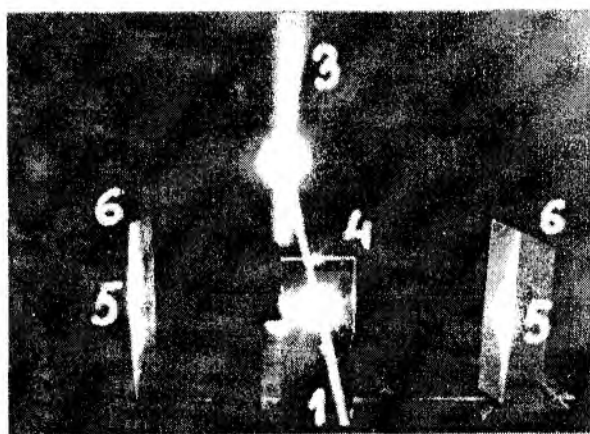


Рис. 2

При нормальном падении индуцирующего пучка дифракцию света от СПС можно наблюдать при условии $\beta = k \cdot n_2$ и $d = \lambda \cdot n_2^{-1}$, когда дифрагированные пучки идут вдоль границы пленка-подложка и выходят в воздух через торцы подложки, создавая на боковых экранах ярко освещенные полосы (рис. 1, а, 2: 5 – боковые пучки; 6 – экраны).

Этот случай одновременно показывает спонтанную самодифракцию и поперечную неустойчивость, так как дифрагированные пучки растянуты параллельно $\vec{E}$ из-за углового разброса векторов $\vec{K}$. Заметим, что при наклонном

падении Р-поляризованного лазерного пучка индуцируются более совершенные СПС. При этом искажение дифрагированных пучков по сравнению с падающим выражено гораздо слабее. Явление самоорганизующегося расщепления лазерного пучка может найти практическое применение, например, в интегральной оптике и голографии.

Недавно обнаружено явление полного нарушения симметрии лазерного пучка, включая его симметрию по поляризации [4]. В эксперименте использована тонкопленочная система специальной волноводной конструкции, включающей буферный диэлектрический слой с низким показателем преломления между тонкой пленкой AgCl-Ag и подложкой. Такой образец позволяет наблюдать пучки дифракции непосредственно на своей поверхности, как на экране. Эта возможность связана с дифракцией от СПС в подложку, многократным полным отражением дифрагированных пучков на двух границах подложки и с их визуализацией благодаря рассеянию в пленке. При облучении образца сфоку-

ированным, нормально падающим, циркулярно-поляризованным пучком получена дифракционная картина (рис. 3, б) гексагональной симметрии, развивающаяся из первоначальной картины кольцевой симметрии (рис. 3, а).

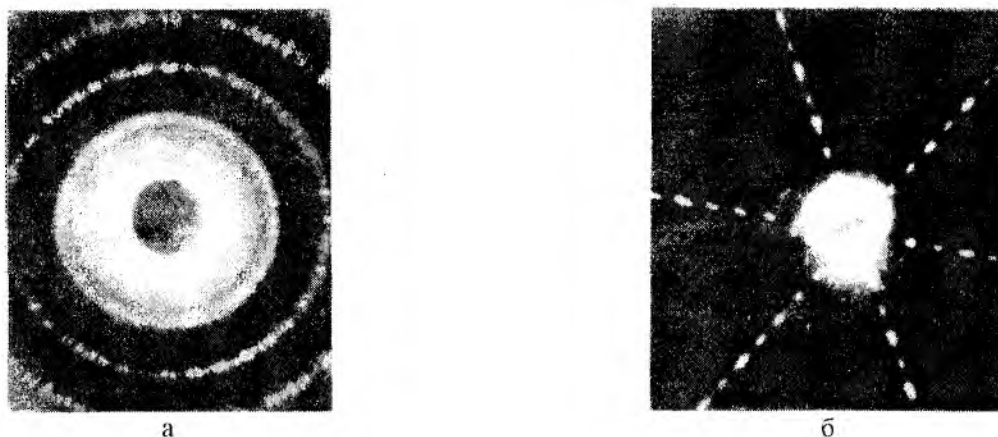


Рис. 3

Эти преобразования пучка объясняются двумерной дифракцией Брэгга при падении мод под углом 30° к штрихам случайно зародившейся решетки с заданным вектором $\vec{K}$, что приводит к самосогласованному развитию линейных решеток с попарной ориентацией $\vec{K}$ под углами 60° .

При использовании сфокусированных пучков обнаружено также явление оптического хаоса (оптическая турбулентность) в полосе МР [5]. При фокусировке лазерного пучка линзой с фокусным расстоянием в несколько сантиметров площадь облучаемого пятна уменьшается более чем на два порядка. Соответственно уменьшается число микрорешеток в СПС, и дифракция мод на микрорешетках создает полосу МР, состоящую из довольно крупных, дискретных световых пятен (рис. 4).



Рис. 4

На рис. 4 показаны фотографии полосы МР (ее половины), наблюдаемой на экране, поставленном после образца, при его облучении нормально падающим, линейно поляризованным пучком, сфокусированным на поверхность пленки AgCl-Ag линзой с $F = 5$ см. Фотографии получены при времени экспозиции $1/30$ с с интервалом около 10 с и показывают изменения в картине световых пятен с течением времени. При визуальном наблюдении видно, что пятна долго (до 30÷40 мин) и бурно «живут» – они появляются, движутся, меняют форму и интенсивность, исчезают, появляются новые пятна и т. д. Эта оптическая турбулентность отражает эволюционные процессы в развитии СПС, которые связаны с изменением оптических констант облучаемой пленки, с постепенным расширением СПС от центра гауссова пучка к его периферии и с конкуренцией при развитии отдельных микрорешеток в СПС.

Влияние конкуренции между микрорешетками на временную и пространственную эволюцию СПС и оптическую турбулентность хорошо проявляется при использовании наклонно падающего S-поляризованного лазерного пучка. В этом случае условие фазового синхронизма, определяющее рост СПС, имеет вид

$$\vec{K} = \vec{\beta} - \vec{k}_x, \quad (3)$$

где $\vec{k}_x$ – компонента волнового вектора $\vec{k}$ падающей на плоскость пленки волны; $k_x = k \cdot \sin \varphi$; φ – угол падения лазерного пучка на пленку. При β , параллельном или антипараллельном $\vec{k}_x$, из условия (3) следует, что в пленке образуются две СПС с периодами $d_{+,-}$:

$$d_{+,-} = \frac{\lambda}{n_{ef} \pm \sin \varphi} \quad (4)$$

Интерес для исследований представляют S_- -решетки с периодами d_- , так как эти периоды увеличиваются с ростом φ и появляются выходящие в воздух пучки дифракции. Пучки дифракции выходят в воздух при углах падения

$$\varphi > \varphi^* = \arcsin \left(\frac{n_{ef} - 1}{2} \right) \quad (5)$$

и наблюдаются в проходящем и отраженном свете. Кроме пучков дифракции отмечаются и пучки МР. В отличие от нормального падения пучки МР встречаются четырех направлениях: навстречу падающему пучку, в направлении прошедшего пучка, вдоль отраженного пучка и в противоположном ему направлении.



Рис. 5

При использовании сфокусированного S-поляризованного пучка дифракционные рефлексы и рефлексы от МР, наблюдаемые на экранах, имеют дискретную структуру. Световые пятна, образующие эту структуру, хаотически движутся и изменяются во времени. Важно, что при действии S-поляризованного сфокусированного пучка появляется возможность наблюдать эволюцию СПС и турбулентность не только в полосах МР, но и в дифракционных рефлексах. На рис. 5 показана в качестве примера дискретная структура центральной части дифракционного рефлекса, где хорошо видны световые факелы (протуберанцы), образованные дискретными пятнами. В процессе развития рефлекса пятна, образующие протуберанцы, отрываются от крупных пятен в рефлексе, движутся в сторону против $\vec{k}_x$ и затем исчезают. Исследованы также и другие изменения в картинах дифракции и МР – развитие рефлексов, изменение углового положения дифракционных рефлексов, их формы, размеров и интенсивности в

процессе экспозиции. На основе наблюдений сделан вывод о том, что важную роль в эволюционных процессах и турбулентности играет конкуренция между S_+ - и S_- -решетками. Конкуренция проявляется в том, что первоначально образующиеся S_+ -решетки подавляются и разрушаются при последующем развитии S_- - решеток.

В заключение заметим, что разнообразие явлений, связанных с индуцированием СПС, определяется их зависимостью от длины волны, угла падения, поляризации пучка, от толщины пленки, ее оптических констант и окружающих сред. Все эти эффекты могут быть использованы при модельных разработках функциональных элементов, предназначенных для управления светом с помощью света.

Список литературы: 1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 520 с. 2. Новые физические принципы оптической обработки информации / Под ред. С.А. Ахманова, М.А. Воронцова. М.: Наука, 1990. 3. Ageev L.A., Miloslavsky V.K. Photoinduced effects in light-sensitive films // Optical Engineering. 1995. V. 34. № 4. P. 960-972. 4. Spontaneous gratings in light-sensitive AgCl-Ag films formed by a normally incident circularly polarized focused laser beam / Ageev L.A., Miloslavsky V.K., Nahal A., Shpilevoy Y. // Optics Communications. 2000. V. 173. P. 285-289. 5. Ageev L.A., Miloslavsky V.K., Larionova E.I. Optical turbulence at the laser beam scattering in a thin light-sensitive film // Functional Materials. 1999. V. 6. № 5. P. 907-910.

Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 21.06.2000

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗАТУХАНИЯ НЕОСНОВНОЙ КОМПОНЕНТЫ
РЕЛАКСАЦИОННОГО ПРОЦЕССА

В работе [1] проведено определение релаксационных параметров субмиллиметрового лазера с оптической накачкой (СММЛОН) на переходе 393 мкм молекулы CH_3CN путем измерения скорости затухания переходного процесса при ступенчатом сигнале накачки и дальнейшей обработкой результатов по методу наименьших квадратов. Экспериментально полученная зависимость скорости колебательной релаксации от давления аппроксимировалась формулой

$$\Gamma = \Gamma_{\text{диф}} / p + \Gamma_{V-T} \cdot p, \quad (1)$$

где $\Gamma_{\text{диф}}$ – скорость диффузии; Γ_{V-T} – скорость колебательно-поступательной релаксации; p – давление; обработка результатов позволяла определить $\Gamma_{\text{диф}}$ и Γ_{V-T} вместе с погрешностями измерений. Ввиду значительной погрешности измерения Γ_{V-T} (относительная погрешность измерений $\delta\Gamma_{V-T} = \pm 26\%$), была проведена оптимизация диапазона [2], в обработке результатов измерений, вследствие чего было получено $\delta\Gamma_{V-T} = \pm 4\%$.

Аналогичная методика была использована в настоящей работе для определения релаксационных параметров СММЛОН на переходе 427,8 мкм молекулы CF_2HCl ; экспериментальные зависимости $\Gamma(p)$ и $A(p)$, где A – начальное значение сигнала переходного процесса, приведены в таблице.

Таблица

i	1	2	3	4	5	6
$p, \text{Па}$	12	14	16	18	20	22
$\Gamma, \text{мс}^{-1}$	0,25	0,20	0,19	0,18	0,16	0,14
A , о.е.	0,36	0,50	0,56	0,58	0,60	0,63
i	7	8	9	10	11	–
$p, \text{Па}$	24	26	28	30	32	–
$\Gamma, \text{мс}^{-1}$	0,14	0,13	0,13	0,12	0,10	–
A , о.е.	0,73	0,78	0,81	0,83	0,85	–

Обработка результатов измерений показала, что если погрешность измерений $\Gamma_{\text{диф}}$ невысока ($\Gamma_{\text{диф}} = 2,89 \pm 0,11 \text{ мс}^{-1} \text{ Па}$, $\delta\Gamma_{\text{диф}} = \pm 3\%$) и существенно не зависит от диапазона давлений, в котором проводится обработка результатов, то погрешность измерений Γ_{V-T} в процессе оптимизации диапазона давлений остается в пределах 150...200%, т. е. измерения практически недостоверны.

Для снижения погрешности измерений Γ_{V-T} в данной работе была использована зависимость начального значения компоненты переходного процесса A от давления, используемая ранее в работе [3] для определения систематической составляющей погрешности:

$$A(p) = \frac{B \cdot p}{\Gamma_{\text{диф}} + \Gamma_{V-T} \cdot p^2} - C \cdot p, \quad (2)$$

где B и C – константы, не зависящие от давления.

В принципе, используя экспериментальную зависимость $A(p)$ и аппроксимируя ее формулой (2), можно определить как Γ_{V-T} , так и $\Gamma_{\text{диф}}$, однако применение метода наименьших квадратов приводит к сложной для анализа системе уравнений четвертого порядка. Поэтому $\Gamma_{\text{диф}}$ определялась по прежней методике и подставлялась затем в уравнение (2) для уменьшения числа неизвестных.

Дальнейшее упрощение выражения (2) можно произвести, исходя из зависимости $A(p)$ (рис. 1). $A(p)$ носит сначала возрастающий характер (участок oa), достигает максимума (точка a) и затем убывает (участок ab), пересекая ось p : чем больше C , тем пересечение с осью ближе к началу координат (свойство пересечения с осью было использовано в работе [3] для определения систематической погрешности измерений). Для молекулы CF_2HCl , как следует из результатов эксперимента, приведенных в таблице, зависимость $A(p)$ содержит только возрастающую часть, и при $\Gamma_{V-T}/\Gamma_{diff} \cong 10^{-3} \text{ Па}^{-2}$ и $C \ll B/\Gamma_{diff}$, что свойственно рассматриваемому случаю, слагаемым $C \cdot p$ можно пренебречь. И, наконец, при малых p , когда $\Gamma_{V-T} \cdot p^2 \ll \Gamma_{diff}$, $A(p)$ можно представить в виде:

$$A(p) = B \cdot p / \Gamma_{diff}, \quad (3)$$

т. е. зависимость $A(p)$ носит линейный характер, и этим можно воспользоваться для определения B из экспериментальной зависимости $A(p)$, усредняя ее начальный участок, например, выбирая $n = 5$, тогда

$$B = \Gamma_{diff} \sum_{i=1}^5 (A/p)_i. \quad (4)$$

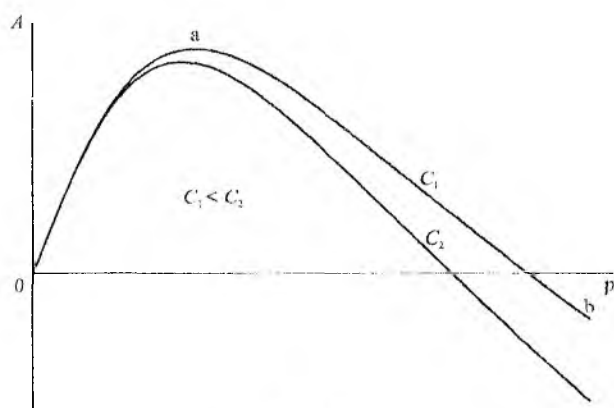


Рис. 1

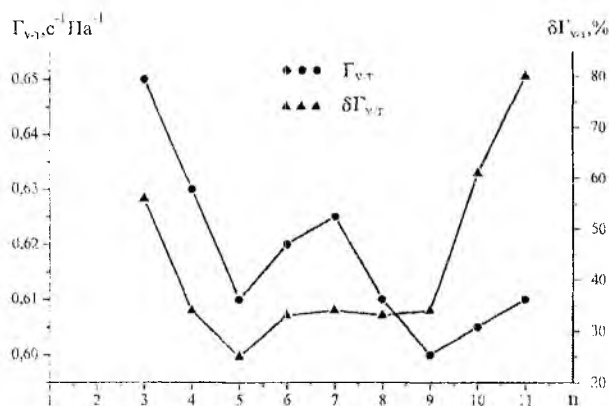


Рис. 2

Из условия минимального разброса

$$\sum_{i=1}^n \left(A_i - \frac{B \cdot p_i}{\Gamma_{diff} - \Gamma_{V-T} \cdot p_i^2} \right)^2 = \min, \quad (5)$$

которое содержит теперь только один неизвестный параметр Γ_{V-T} , дифференцируя (5) получаем уравнение для определения Γ_{V-T} :

$$\Gamma_{V-T} = \frac{B \sum_{i=1}^n p_i^4 - \Gamma_{diff} \sum_{i=1}^n A_i p_i^3}{\sum_{i=1}^n A_i p_i^5}. \quad (6)$$

Выражая погрешность $\Delta \Gamma_{V-T}$ через ΔA в виде

$$\Delta \Gamma_{V-T} = \frac{\partial \Gamma_{V-T}}{\partial A} \Delta A \quad (7)$$

и производя суммирование в диапазоне измеряемых давлений получаем

$$\Delta\Gamma_{V-T} = t_{\alpha} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta\Gamma_{V-T})_i^2}{n(n-1)}}, \quad (8)$$

где n – число экспериментальных точек; t_{α} – коэффициент Стьюдента для выбранного значения надежности α ,

$$(\Delta\Gamma_{V-T})_i = \frac{B}{p_i A_i^2} \Delta A_i.$$

На основании выражений (6) и (8) для $n=11$, что соответствует рабочему диапазону давлений $p=12...32Па$, для $\alpha=0,95$ представим результат в виде

$$\Gamma_{V-T} = (0,61 \pm 0,51) c^{-1} n\epsilon; (\alpha = 0,95); \delta\Gamma_{V-T} = \pm 80\%;$$

где $\delta\Gamma_{V-T} = \Delta\Gamma_{V-T} / \Gamma_{V-T}$. После оптимизации диапазона давлений, в котором проводилась обработка результатов (см. рис.2, на котором приведены зависимости $\Gamma_{V-T}(n)$ и $\delta\Gamma_{V-T}(n)$), получаем, что минимальную погрешность наблюдалось при $n=5$, что соответствует диапазону давлений $p=24...32Па$. При этом

$$\Gamma_{V-T} = (0,61 \pm 0,15) c^{-1} Па (\alpha = 0,95); \delta\Gamma_{V-T} = \pm 25\%.$$

Полученное значение погрешности намного меньше, чем при использовании для этих целей зависимости $\Gamma(p)$, хотя и остается достаточно высоким из-за малого значения Γ_{V-T} . Из полученных данных следует, что для верхней границы диапазона рабочих давлений ($p=32Па$) компонента столкновения составляет 22 % от диффузионной, а для нижней ($p=12Па$) – всего лишь 3 %.

Список литературы: 1. Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Бакуменко А.В. Определение релаксационных констант молекулы CH_3CN // Радиотехника: Всеукр. Межвед. Науч.-техн. сб. 1998. Вып. 108. С. 134-137. 2. Оптимизация диапазона давлений для уменьшения методической погрешности измерения релаксационных параметров молекул / Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Бакуменко А.В., Васильев В.И. // Радиотехника. Всеукр. Межвед. Науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 134-137. 3. Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Шевырев А.С. Исследование релаксационных характеристик CH_3Br -лазера с оптической накачкой // Известия вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 8. С.973-979.

Украинская инженерно-педагогическая академия, г. Харьков
Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 20.06.2000

ВЛИЯНИЕ РАСТВОРИТЕЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНЫХ СРЕД ЛАЗЕРОВ НА КРАСИТЕЛЯХ

Введение

Важным моментом решения проблемы улучшения параметров активной среды лазеров на красителях с ламповой накачкой является учет влияния растворителя на фотонику активной молекулы красителя и на формирование вынужденного излучения в резонаторе. Это связано с рядом фотофизических процессов, происходящих в активной среде этих лазеров под действием мощного излучения ламп накачки, и участием во всех этих процессах как отдельных молекул растворителя, так и растворителя как континуума. К этим процессам относятся перепоглощение вынужденного излучения возбужденными молекулами красителя и продуктами их фотореакций, безызлучательные переходы из возбужденных состояний и образование нефлуоресцирующих конформаций молекул красителя, а также термооптические искажения резонатора.

В данной работе проанализированы и обобщены результаты исследования межмолекулярных взаимодействий в рабочих растворах лазерных красителей производных бензопирана, которые генерируют при ламповом возбуждении, а также проведено сравнение трех классов водорастворимых красителей, исследованных автором: сульфокумаринов, производных оксазолпиридиния и комплексов включения некоторых лазерных красителей с β -циклодекстрином. Цель настоящей работы – расширить возможности этих красителей как активных лазерных сред.

Сольватное окружение активной молекулы и термооптика в растворе красителя

Принято рассматривать два типа межмолекулярных взаимодействий (ММВ) поглощающей молекулы красителя с окружающими ее молекулами растворителя. К первому типу относят взаимодействия Ван-дер-Ваальса, связанные с коллективным влиянием окружающих частиц на растворенную молекулу. Их называют универсальными [1]. Взаимодействия, которые происходят в результате частичного перекрытия электронных облаков соседних молекул красителя и растворителя, т. е. с образованием направленных связей между ними, когда две или несколько молекул образуют устойчивые квазихимические ассоциации (например, комплексы с водородными или донорно-акцепторными связями), называют специфическими взаимодействиями [1].

ММВ изменяют положение энергетических уровней молекулы красителя как в основном, так и в возбужденных ее состояниях. В результате изменяются спектрально-флуоресцентные и лазерные характеристики активных растворов красителей. Универсальные ММВ наиболее сильно проявляются при генерации красителей, молекулы которых значительно увеличивают свой дипольный момент при возбуждении. Так, при исследовании производного оксазола PPD – $N(CH_3)_2$ [2], у которого дипольный момент в S_1 -состоянии возрастал более чем в три раза относительно S_0 -состояния, оказалось возможным, используя растворители различной полярности, изменить положение спектра генерации более чем на 9000 см^{-1} .

Специфические ММВ с образованием водородных связей или протонированием активной молекулы красителя приводят не только к значительным изменениям спектров поглощения, флуоресценции и генерации, но и к изменению процессов дезактивации энергии электронного возбуждения этой молекулы, которые в существенной мере зависят от ее структуры [3]. Поэтому исследования влияния ММВ на генерационные характеристики лазерных красителей не только расширяют возможности активных сред на их основе, но и дают дополнительную информацию о возбужденных состояниях молекул и механизмах их дезактивации.

Необходимо также отметить, что среди многих факторов воздействия растворителя в лазерах на красителях существенную роль играют термооптические искажения (ТОИ), возникающие в активной среде и влияющие практически на все характеристики генерации. Величина потерь вследствие ТОИ может быть сравнима с потерями вследствие Т-Т поглощения и фотораспада [4]. ТОИ вызываются неоднородным нагревом раствора по объему кюветы вследствие поглощения накачки. Механизмы тепловыделения могут быть разными – стоксовы и безызлучательные потери молекул красителя, поглощение какой-либо спектральной области излучения накачки непосредственно растворителем. Неоднородность нагрева обусловлена неравномерностью освещения поверхности активного элемента, фокусирующим действием кюветы и наличием светопоглощения в активной среде. ТОИ помимо

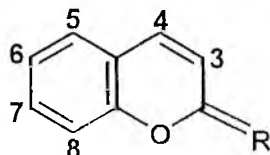
ухудшения энергетических и пространственно-угловых характеристик лазеров на красителях существенно осложняет задачу управления его спектром генерации [5].

Наиболее эффективным методом снижения ТОИ является применение в качестве растворителя жидкостей с минимальной величиной температурного коэффициента показателя преломления dn/dT . Лучшим растворителем с этой точки зрения является вода. Если для этилового спирта при комнатной температуре $dn/dT = 4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, то для воды эта величина в четыре раза меньше, при этом теплосмкость (C) воды примерно вдвое выше. В работе [6] для оценки влияния температурной неоднородности в активной среде на пространственно-угловые характеристики был введен обобщенный параметр $\epsilon \sim C^{-1} \cdot dn/dT$. Для воды величина ϵ почти на порядок меньше, чем для этанола.

Большинство лазерных красителей, генерирующих в органических растворителях, в воде образуют димеры и другие агрегаты, спектр поглощения которых перекрывается со спектром флуоресценции мономера, а их собственная флуоресценция существенно гасится [3, 7]. Как правило, такие растворы не генерируют. Агрегацию красителей в воде можно подавить путем добавления поверхностно активных веществ (ПАВ). Однако при добавлении необходимого количества ПАВ в раствор оптические свойства активной среды существенно ухудшаются, и в ней появляется дополнительное рассеяние. Хотя в настоящее время известен ряд активных водорастворимых сред, не содержащих ПАВ [8], но эти вещества при ламповом возбуждении имеют или малую фотостойкость, или низкую по сравнению со спиртовыми растворами эффективность генерации. Поэтому поиск новых активных водорастворимых сред, с одной стороны, и исследование влияния сольватного окружения молекулы красителя – с другой, являются важными составными частями задачи улучшения выходных характеристик лазеров на растворах красителей с ламповой накачкой.

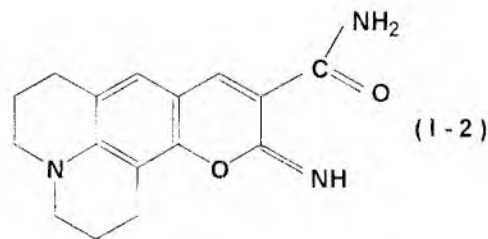
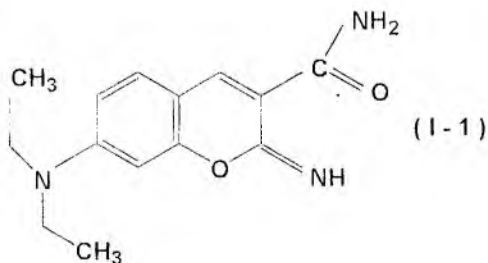
Межмолекулярные взаимодействия в растворах производных бензопирана

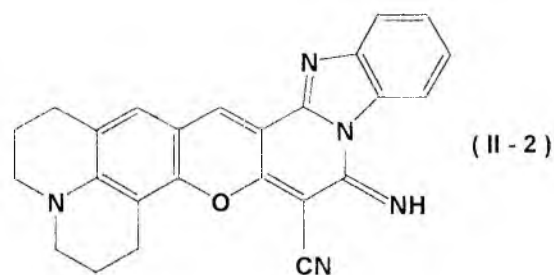
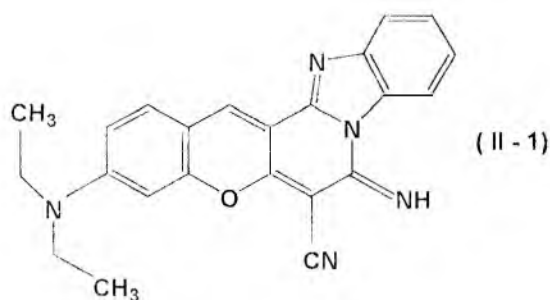
Производные бензопирана включают в свою структуру бициклическую систему, содержащую приконденсированные бензольное и α -пироновое кольца:



Кумарины и иминобензопираны, имеющие во втором положении бензопиранового ядра соответственно карбонильный кислород ($R = O$) или иминогруппу ($R = NH$), являются среди них наиболее известными лазерными красителями. Эти соединения имеют резко выраженную поляризацию молекулярной структуры, а также несколько центров возможных специфических взаимодействий с растворителем. Это позволяет существенно расширить область перестройки их спектра генерации, используя сольватохромные и сольватофорные эффекты.

В качестве объектов исследования данной работы были выбраны две группы органических соединений, синтезированных в Харьковском Национальном университете им. В.Н. Каразина: 2-иминобензопираны, или "иминокумарины", генерирующие в зеленой области спектра [9] (I-1, I-2), и производные бензопирана с триконденсированным бензимидазольным циклом, работающие в красной области [10] (II-1, II-2). Структурные формулы этих производных имеют вид:





Спектры поглощения производных бензопирана в различных растворителях были измерены на спектрофотометре HITACHI 356, а флуоресценции – на спектрофлуориметрах типа SLM 4800 и HITACHI MPF-4. Кривые затухания флуоресценции были записаны методом счета фотонов на флуориметре PRA 3000, часть измерений времени затухания флуоресценции τ^f были выполнены модуляционным и фазовым методами на SLM 48000. Квантовые выходы q^f этих производных измерены методом равного поглощения относительно кумарина 1 (C1) и родамина 6G (Rh6G).

Характеристики генерации производных бензопирана при ламповом возбуждении измерялись на лазерной установке, описанной в [11]. Там же приведена таблица основных спектральных и флуоресцентных характеристик исследованных производных и соответствующих параметров их структурных аналогов известных кумаринов C1 и C102.

Проведенные измерения показали, что замена карбонильного кислорода на иминогруппу при переходе от кумаринов C1 и C102 к иминокумаринам I-1 и I-2 привела к длинноволновому сдвигу спектров поглощения на 35-50 нм, а флуоресценции – на 15-40 нм. При этом величина стоксова сдвига $\Delta\nu^{\text{st}} = \nu^{\text{a}} - \nu^{\text{f}}$ (ν^{a} и ν^{f} – волновые числа максимумов поглощения и флуоресценции соответственно) в растворителях с одинаковой полярностью у иминобензопиранов меньше, чем у кумаринов. Это свидетельствует о том, что для соединений I-1 и I-2 дипольный момент молекулы при возбуждении изменяется меньше, чем у кумаринов C1 и C102 [1].

При переходе к соединениям II-1 и II-2, в молекулах которых бензимидазольный цикл объединен с бензопирановой основой в единую структуру плоского строения, длинноволновая полоса электронного поглощения у них смещается еще больше в красную область – более чем на 150 нм относительно кумаринов C1 и C102. Величина экстинкции в этой полосе увеличивается почти в три раза. Соединения II-1 и II-2 отличаются высоким квантовым выходом флуоресценции, равным или приближающимся к единице. Величина стоксовых потерь в этих молекулах уменьшилась почти в четыре раза. Это, как и увеличение q^f , также связано с уменьшением потерь энергии электронного возбуждения на колебательную релаксацию в S_1 -состоянии в результате увеличения жесткости молекул и их планарного строения.

Рассматривая последовательность соединений: 1) C1, C102; 2) I-1, I-2; 3) II-1, II-2, отметим, что при переходе от неполярных растворителей (циклогексан, бензол) к полярным (ацетонитрил, этанол) величина сдвига максимума длинноволновой полосы поглощения $\Delta\lambda_{\text{m}}^{\text{a}}$ в этой последовательности уменьшается, т.е. $\Delta\lambda_{\text{m1}}^{\text{a}} > \Delta\lambda_{\text{m2}}^{\text{a}} > \Delta\lambda_{\text{m3}}^{\text{a}}$. Это говорит об ослаблении универсальных ММВ активной молекулы с растворителем в основном состоянии S_0 по мере усложнения ее структуры для рассмотренного ряда лазерных красителей. Однако в возбужденном S_1 -состоянии эти взаимодействия для них усиливаются, что проявляется в увеличении сдвига максимума полосы флуоресценции $\Delta\lambda_{\text{m}}^{\text{f}}$ по сравнению с соответствующей величиной $\Delta\lambda_{\text{m}}^{\text{a}}$ и в уменьшении резкости колебательной структуры спектров флуоресценции в полярных растворителях по сравнению со спектрами поглощения [1].

Как показали наши измерения, наибольшее влияние на спектральные и генерационные характеристики исследованных производных оказывают специфические ММВ, наблюдающиеся в протонодонорных растворителях (этанол с различными добавками воды или соляной кислоты). Наличие сильной протоноакцепторной аминогруппы у этих соединений приводит в протонодонорных растворителях или к образованию комплекса с водородной связью (КВС), или к протонированию молекулы (в случае сильных кислот). Это подтверждается тем, что в спектрах поглощения и флуоресценции появляется новая полоса, сдвинутая в длинноволновую сторону. Возрастание ее интенсивности с ростом концентрации добавки ($C_{\text{H}_2\text{O}} \leq 30\%$, $C_{\text{HCl}} \leq 1$ ммоль/л) и наличие изобестической точки в спектрах поглощения свидетельствует о том, что образование КВС с молекулой воды или протонирование при добавлении HCl происходит уже в основном состоянии. Этим исследованные производные отлича-

ются от своих структурных аналогов С1 и С102, для которых КВС образуется в возбужденном состоянии [3].

Следует отметить, что при малых концентрациях кислоты в растворе ($C_{HCl} \leq 20$ мкмоль/л), когда в спектрах поглощения и флуоресценции проявляются обе формы молекулы – нейтральная и протонированная, относительная интенсивность последней в спектре флуоресценции больше, чем в спектре поглощения. Это свидетельствует о том, что в возбужденном состоянии концентрация протонированных молекул увеличивается, т. е. протоноакцепторность молекулы в S_1 -состоянии возрастает.

Кроме того, было обнаружено, что исследованные производные со свободной диэтиламиногруппой в протонодонорных растворителях резко, более чем вдвое, уменьшают свой квантовый выход флуоресценции по сравнению с апротонным ацетонитрилом. В то же время соединения с закрепленной диэтиламиногруппой или увеличивают его (соединение I-2), или снижают – в значительно меньшей мере (соединение II-2). Аналогичным образом ведут себя и их структурные аналоги С1 и С102. Предложена схема безызлучательной дезактивации электронного возбуждения кумаринов со свободной диэтиламиногруппой в седьмом положении [3]. Суть ее в том, что дезактивация возбужденного S_1 -состояния происходит в результате образования "скрученной" конформации молекулы с внутримолекулярным переносом заряда (ТІСТ), у которой свободная диэтиламиногруппа выходит из плоскости всей остальной молекулы. Уменьшение квантового выхода флуоресценции связано с тем, что в протонодонорных растворителях ТІСТ-конформация С1 стабилизируется. Возможность образования такой конформации подтверждают также квантово-химические расчеты электронной структуры возбужденных состояний этих молекул [12].

Расчет констант скоростей излучательных $k^f = q^f/\tau^f$ и безызлучательных $k^w = (1 - q^f)/\tau^f$ переходов показал, что для соединений I-1, II-1 при увеличении концентрации протонодонорных добавок скорость излучательных переходов резко уменьшается, а безызлучательных – возрастает. Кроме того, было установлено, что при $C_{H_2O} > 30\%$ и $C_{HCl} > 10$ мкмоль/л для соединения I-1 и при $C_{HCl} \geq 1$ ммоль/л для соединения II-1 закон затухания флуоресценции становится неэкспоненциальным (постоянная времени затухания, измеренная фазовым методом, значительно отличается от ее значения, полученного модуляционным методом), что свидетельствует о неоднородности раствора.

Как показали кривые затухания флуоресценции исследованных производных, записанные на флуориметре PRA 3000, для соединений с закрепленной диэтиламиногруппой это затухание имеет с высокой степенью точности экспоненциальный характер как для нейтральных, так и для протонированных молекул I-2 и II-2. В то же время, в случае протонирования, например, молекулы соединения II-1 ($C_{HCl} > 1$ ммоль/л) затухание можно было представить в виде суммы двух экспонент: первой – с $\tau_1^f = 1,5$ нс и интегральным вкладом по интенсивности 47,5 % и второй – с $\tau_2^f = 3,4$ нс и интегральным вкладом 52,5 %. Необходимо отметить, что при изменении длины волны регистрации излучения флуоресценции от значения $\lambda_{em1}^0 = 570$ нм до $\lambda_{em2}^0 = 640$ нм, вклад короткоживущей компоненты возрастал примерно в 3,7 раза. Это говорит о том, что протонированная форма этих молекул с полосой флуоресценции, сдвинутой в красную область относительно нейтральной, вносит основной вклад в механизм тушения флуоресценции раствора.

Для производных бензопирана с закрепленной диэтиламиногруппой (I-2, II-2) такого тушения флуоресценции не наблюдалось, и закон ее затухания оставался экспоненциальным при различных длинах волн ее регистрации и при всех исследованных значениях концентраций протонодонорных добавок.

Таким образом, на основании анализа изменения констант скоростей излучательных и безызлучательных переходов исследованных производных бензопирана можно полагать, что тушение флуоресценции для соединений I-1 и II-1 в протонодонорных растворителях происходит в результате образования "скрученной" конформации молекулы с внутримолекулярным переносом заряда, у которой незакрепленная диэтиламиногруппа выходит из плоскости молекулы, т. е. ТІСТ – конформации [3].

Производные бензопирана имеют меньший стоксов сдвиг, чем их структурные аналоги С1 и С102, в результате чего их спектры поглощения и флуоресценции перекрываются в большей мере. Поэтому в неселективном резонаторе эти производные генерировали на длинноволновом склоне полосы флуоресценции. При изменении полярности и протонодонорной активности растворителя средняя длина волны их генерации λ_{gen}^{sc} смещается в соответствии с изменением λ_{em}^0 . Увеличение концентрации или длины кюветы (в случае перехода от лазерной накачки к ламповой) приводило к длинноволновому смещению полосы генерации.

Ранее [10, 13] для соединений I-2 и II-2 нами наблюдалось увеличение энергии их генерации E_{gen}^{sc} в протонодонорных растворителях. Поскольку изменение квантового выхода флуоресценции этих

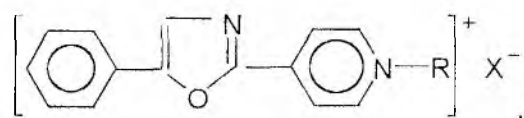
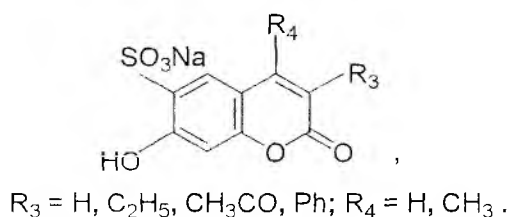
производных при этом было существенно меньшим, чем изменение величины E^{las} , то можно предположить, что при протонировании молекул с жесткой структурой (I-2, II-2) происходит уменьшение потерь вследствие перепоглощения излучения генерации молекулами в возбужденных состояниях. Для некоторых производных кумарина было показано [14], что структурные изменения в этих производных, вызывающие длинноволновое смещение спектров синглетного поглощения, приводят к еще большему сдвигу спектра триплетного поглощения. В результате происходит уменьшение перекрытия спектра флуоресценции и полосы триплетного поглощения, а следовательно, и потерь в канале генерации.

С одной стороны, образование протонированных конформаций производных бензопирана или их КВС с молекулами воды приводит к существенному длинноволновому смещению $S_0 \rightarrow S_1$ перехода. С другой стороны, измеренная нами длительность генерации протонированных форм соединений I-2 и II-2 заметно превышала при одинаковых условиях накачки длительность генерации их нейтральных форм. Поэтому можно полагать, что наблюдаемое увеличение эффективности генерации обусловлено снижением потерь в триплетном канале.

Отметим также, что соединения I-2, II-1 и II-2 по своей энергетической эффективности при ламповом возбуждении (~1%) могут быть включены в группу лучших кумариновых, родаминовых и оксазиновых красителей. При этом производные, генерирующие в красной области спектра, по энергетической фотостабильности превосходят родамин 6G более чем в два раза.

Характеристики водорастворимых красителей для синне-зеленой области спектра генерации

Ранее [15,16] нами были исследованы спектрально-флуоресцентные и генерационные характеристики двух классов водорастворимых красителей: сульфонатов 7-оксикумарина и галогенидов оксазолпиридиния с общими структурными формулами:



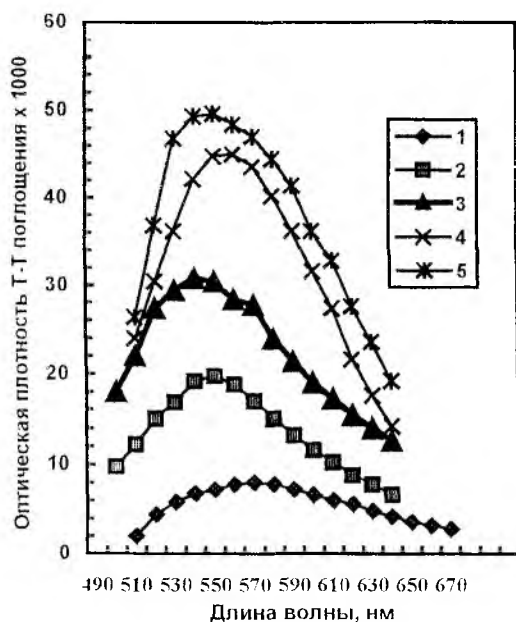
$R = C_7H_{15}, CH_2-Ph, CH_2-Ph-CH_3, CH_2CO-Ph, CH_2CO-Ph-OCH_3; X = Br, Cl.$

Эти соединения хорошо растворялись в воде и флуоресцировали в синне-зеленой области спектра 460-550 нм. По эффективности генерации при накачке второй гармоникой рубинового лазера ($\lambda^p = 347$ нм), а также при достаточно коротких импульсах ламповой накачки ($\tau^p \leq 1$ мкс) они не уступали известному водорастворимому кумарину С175 [8]. Причем галогениды оксазолпиридиния отличались высокой энергетической фотостабильностью [16]. Однако при переходе к более длинным импульсам лампового возбуждения ($\tau^p \geq 2$ мкс) эффективность этих красителей существенно ухудшилась.

Методом импульсного флешфотоллиза было установлено, что причиной этого для сульфонатов 7-оксикумарина является образование под действием ламповой накачки необратимых фотопродуктов, поглощающих в области спектра их генерации. В случае производных оксазолпиридиния выявлено наличие у них полосы Т-Т поглощения с максимумом $\lambda_{T-T}^0 \approx 550$ нм, коротковолновое крыло которого заходит в область генерации этих красителей. При этом хорошо прослеживалось, как с ростом величины наведенной оптической плотности Т-Т поглощения раствора в области генерации $\Delta D_{T-T}(\lambda^{las})$ происходило уменьшение энергии генерации при ламповом возбуждении.

На приведенном ниже рисунке изображены спектры Т-Т поглощения для пяти из исследованных производных оксазолпиридиния, генерировавших при накачке второй гармоникой рубинового лазера. Цифрам на рисунке соответствуют структуры, для которых соответственно:

- 1 – $R = CH_2 - Ph, X = Cl$;
- 2 – $R = CH_2 - Ph - CH_3, X = Br$;
- 3 – $R = C_7H_{15}, X = Br$;
- 4 – $R = CH_2CO - Ph, X = Cl$;
- 5 – $CH_2CO - Ph, X = Br$.



Две верхние кривые относятся к соединениям, не генерирующим при ламповой накачке. Лучшую лазерную эффективность и фотостойкость при этой накачке среди исследованных галогенидов оксазолпиридиния имело соединение 1, для которого величина ΔD_{12} была минимальной. Суммарная энергия последовательных импульсов накачки, приводящая к двукратному уменьшению энергии генерации, для этого соединения более чем в шесть раз превосходила аналогичную величину для водорастворимого кумарина C175. В селективном резонаторе с призмой из стекла К-8 на этом соединении была получена перестройка спектра генерации в диапазоне 490-560 нм.

В целях поиска более эффективных водорастворимых лазерных красителей нами исследованы энергетические, пространственно-угловые и спектральные характеристики ряда известных красителей и их комплексов включения с β -циклодекстрином. Циклодекстрины (CD) являются циклическими олигосахаридами, имеющими внутренние полости, способные связывать гидрофобные органические молекулы в водных растворах.

[17]. В практических применениях наиболее известны три циклодекстрина: α -циклодекстрин, состоящий из шести глюкопиранозных единиц, β -циклодекстрин — из семи и γ -циклодекстрин — из восьми единиц. Их молекулы имеют вид усеченных конусов с большим или меньшим размером полости: α -CD — 6,5Å, β -CD — 7,5Å, γ -CD — 9,0Å. Самым стабильным из них является β -циклодекстрин, благодаря образованию вторичных водородных связей.

Комплекс включения представляет собой соединение, в котором в полость молекулы циклодекстрина — "хозяина" включена без образования ковалентных связей молекула другого вещества — "гостя". Для эффективного комплексообразования необходимо, чтобы молекула "гостя" или ее некоторая часть были комплементарны полости CD. При этом молекула "гостя" ориентируется так, что достигается максимальный контакт между ее гидрофобной частью и неполярной полостью CD. Гидрофильная часть молекулы "гостя", насколько это возможно, остается вне этой полости, обеспечивая максимальный контакт с растворителем и гидроксильными группами CD. Это приводит к увеличению растворимости неполярных молекул "гостя" в воде. Кроме того, известна возможность увеличения квантового выхода флуоресценции внедряемой молекулы красителя [18] и ее фотохимической стабильности [19] при образовании комплекса включения с CD.

Для проведения исследования в качестве активных красителей были выбраны соединения, генерирующие в различных участках видимого спектра: кумарин — C120, иминокумарин — I-2 и родамин — Rh6G. Лазерные характеристики этих красителей в этаноле и их комплексов включения с β -CD в воде измерялись на установке, основу которой составлял импульсно-периодический лазер [20], работающий с частотой повторения до 10 Гц и в режиме одиночных импульсов. Параметры спектров поглощения рабочих растворов измерялись на спектрофотометре VSU2-P. Основные результаты приведены в таблице.

Таблица

Соединение, растворитель	$\lambda_{\text{m}}^{\text{a}}$, нм	k_{m} , см ⁻¹	$\lambda_{\text{las}}^{\text{b}}$, нм	$E_{\text{las}}^{\text{b}}$, мДж	φ , мрад
C120, этанол	353	4,4	439	195	5,4
	353	10,4	439	240	12,7
C120 + β -CD, вода	345	5,2	447	140	5,2
	345	13,7	447	230	5,2
I-2, этанол	433	5,2	517	420	5,8
	433	12,4	525	520	10,6
I-2 + β -CD, вода	447	1,3	510	10	4,3
Rh6G, этанол	530	6,3	590	510	6,0
Rh6G + β -CD, вода	525	7,2	610	60	4,0

В ней λ_m^a – длина волны максимума поглощения рабочего раствора; k_m – коэффициент его поглощения в этом максимуме; λ^{las} – средняя длина волны генерации; E^{las} – энергия генерации при электрической энергии накачки 128 Дж; φ – расходимость излучения по уровню 0,5 при этой накачке.

Измеренные значения максимумов полос поглощения водных растворов комплексов включения исследованных молекул красителей свидетельствуют о том, что молекула "гостя" под действием внутренней полости циклодекстрина имеет спектр поглощения примерно такой же, как и в неполярном растворителе. Так, если для C120 наблюдаемое коротковолновое смещение спектра поглощения относительно этанольного раствора составляло ~10 нм, а для Rh6G ~ 5 нм, то для соединения I-2 смещение относительно спектра свободной молекулы в практически водном растворе (90 % H_2O + 10 % этанола) составляло 26 нм. Это говорит о том, что молекула CD экранирует молекулу "гостя" не только от сил диполь-дипольного взаимодействия, но и от сил специфического взаимодействия.

Следует отметить, что в отличие от спектров поглощения спектры генерации комплексов включения с β -CD испытывают длинноволновый сдвиг или практически не меняются по сравнению со спектром генерации свободных молекул в этанольном растворе. Вероятно, это связано с тем, что степень экранировки активной молекулы "гостя" в возбужденном состоянии существенно уменьшается.

Приведенные в таблице характеристики генерации говорят о том, что повышение яркости излучения лазера путем использования водных растворов комплексов включения красителей с β -CD можно получить только для C120. Для него энергия генерации в воде примерно такая же, как и в этанольном растворе. Кроме того, как показали измерения пространственно-углового распределения излучения лазера, максимум основного лепестка диаграммы направленности с ростом концентрации водного раствора монотонно увеличивается в пределах исследованных концентраций, а его ширина практически не изменяется (см. таблицу). Для этанольных растворов красителей с ростом концентрации происходит уменьшение амплитуды основного лепестка, и появляются достаточно интенсивные боковые лепестки. При этом для концентраций красителя, оптимальных по КПД, яркость излучения водного раствора C120 + β -CD примерно в пять раз превосходит аналогичную величину для этанольного раствора C120.

Для комплексов включения Rh6G и I-2 с β -CD энергия генерации водных растворов была более чем на порядок меньше, чем для их этанольных растворов. Это, вероятно, связано с неблагоприятными условиями комплексообразования их молекул с молекулой β -CD.

Следует отметить, что в отличие от результатов работы [19] в наших условиях ламповой накачки с частотой повторения $F^r = 1-10$ Гц в присутствии дежурной дуги с током ~2 А лазерная фотостабильность C120 в комплексе с β -CD не увеличилась, а была примерно такой же, как у его этанольного раствора. Тем не менее, отмеченные преимущества комплекса включения C120 + β -CD хорошо проявились именно в этом режиме работы лазера. Так, при электрической энергии накачки 128 Дж и $F^r = 10$ Гц была получена мощность излучения более 1 Вт, а его расходимость не превышала 6 мрад без применения дополнительных селекторов.

Заключение

Проведенные исследования и анализ влияния растворителя на спектрально-флуоресцентные параметры, а также на энергетические и пространственно-угловые характеристики генерации производных бензопирана и ряда водорастворимых соединений позволяет сделать следующие выводы.

При увеличении полярности или протонодонорной активности растворителя происходит длинноволновое смещение спектров поглощения, флуоресценции и генерации. Наибольшее влияние на эти характеристики оказывают протонодонорные растворители. В результате экранирующего действия молекулы β -CD водные растворы комплексов включения красителей с β -CD имеют спектральные характеристики, аналогичные таковым в растворах в неполярном диоксане.

На происходящие в растворе межмолекулярные взаимодействия молекулы красителя с ее сольватным окружением существенное воздействие оказывает структура этой молекулы. Закрепление свободной диэтиламиногруппы в молекулах исследованных производных приводит не только к длинноволновому смещению спектров их поглощения, флуоресценции и генерации, но и к изменению процесса безызлучательной дезактивации электронного возбуждения молекул из верхнего синглетного состояния в протонодонорных растворителях.

Межмолекулярные взаимодействия, происходящие в лазерной среде, изменяют также спектральные характеристики триплетных состояний активной молекулы, тем самым оказывают существенное влияние на энергетические параметры лазера. Производные бензопирана со свободной диэти-

ламиногруппой в растворителях с протонодонорными добавками резко снижают энергию генерации, а производные с закрепленной этой группой ее увеличивают.

Исследованные производные бензопирана, генерирующие в красной области спектра с высокой энергетической эффективностью и фотостабильностью, могут быть использованы в качестве активаторов матриц для твердотельных лазеров на красителях.

Водные растворы изученных сульфонов 7-оксикумаринов и галогенидов оксазолпиридиния могут быть использованы в лазерах только при коротких импульсах возбуждения $\tau^p < 1$ мкс. Это связано с образованием в их растворах под действием излучения импульсных ламп наведенного поглощения. В случае 7-оксикумаринов – это поглощение необратимых фотопродуктов, а в случае производных оксазолпиридиния – Т-Т поглощение.

Из исследованных комплексов включения красителей с β -циклодекстрином перспективным для применения в лазерах на красителях является C120 + β -CD. Эффективность генерации и фотостойкость его водных растворов практически не уступают соответствующим параметрам этанольных. При этом в отсутствие дополнительных селекторов яркость излучения лазера при оптимальных концентрациях красителя возрастала по сравнению с этанольными растворами почти в пять раз.

В заключение автор выражает благодарность В.М. Никитченко за предоставленные для исследования красители, синтезированные под его руководством.

Список литературы: 1. Бахшиев Н.Г. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий. Л.: Наука, 1972. 263 с. 2. *Управление спектром излучения лазера на люминофоре изменением полярности растворителя* / Дзюбенко М.И., Куцына Л.М., Корниловская Л.Д., Маслов В.В. // Лазеры с перестраиваемой частотой. К.: ИФ АН УССР. 1973. С. 136-139. 3. *Solvent effects on emission yield and lifetime for coumarin laser dyes. Requirements for a rotatory decay mechanism* / Jones G. II, Jackson W.R., Choi Chol-yoo, Bergmark W.R. // J. Phys. Chem. 1985. V. 89. № 2. P.294-300. 4. Рубинов А.Н., Смолянская Т.И., Ануфрик С.С. Влияние термооптических искажений на величину потерь и пространственно-угловые характеристики излучения лазера на родамине 6Ж с ламповой накачкой // Ж. прикладн. спектр. 1972. Т. 16. №5. С. 802-809. 5. *Исследование характеристик ОКГ на органических соединениях с дисперсионными резонаторами* / Дзюбенко М.И., Коробов А.М., Маслов В.В., Науменко И.Г. // Квантовая электроника. К.: Наукова думка, 1972. Вып.6. С. 109-119. 6. *Исследование основных характеристик излучения лазера на красителе при различных температурных режимах активного элемента* / Дзюбенко М.И., Маслов В.В., Пелипенко В.П., Шевченко В.В. // Радиотехника: Всеукр. межведомств. научн.-практ. сб. X. 1999. Вып. 110. С. 86-92. 7. *Arbeloa I.L., Rohatgi-Mukherjee K.K. Solvent effects on the photophysics of the molecular forms of rhodamine B. Internal conversion mechanism* // Chem. Phys. Letters. 1986. Vol. 129. № 6. P.607-614. 8. *Maeda M. Laser Dyes*. New York: Academic. 1984. 335 p. 9. *Эффективная генерация в зеленой области на растворах красителей нового класса* / Дзюбенко М.И., Маслов В.В., Науменко И.Г., Пелипенко В.П. // Оптика и спектроскопия. 1980. Т. 49. № 4. С. 764-768. 10. *Новые эффективные красители для красной области спектра генерации* / Маслов В.В., Дзюбенко М.И., Коваленко С.Н., Никитченко В.М., Новиков А.И. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 8. С.1576-1581. 11. *Maslov V.V. Spectroscopic and lasing features of active media doped with benzopyrone derivatives* // Proceedings of LFN'2000. 2nd International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling. (Kharkov, Ukraine) // IEEE Cat. No 00EX419) P. 83-91. 12. *Электронно-возбужденные состояния и фотохимия органических соединений* / Майер Г.В., Артюхов В.Я., Базиль О.К. и др. Новосибирск: Наука, 1997. 232 с. 13. *Маслов В.В., Дзюбенко М.И., Никитченко В.М. Влияние растворителя на спектральные и генерационные характеристики лазерных изинокумариновых красителей* // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 4. С.709-714. 14. *Pavlopoulos T.G. Spectroscopy and molecular structure of efficient laser dyes: vibronic spin-orbit interactions in heterocyclics* // Appl. Opt. 1997. Vol. 36. No 21. P.4969-4980. 15. *Дзюбенко М.И., Маслов В.В. Исследование водорастворимых лазерных красителей для сине-зеленой области спектра генерации*. // Материалы IV Всесоюз. конф. "Перестраиваемые по частоте лазеры". Новосибирск. 1984. С. 228-291. 16. *Дзюбенко М.И., Крайнов И.И., Маслов В.В. Исследование характеристик водорастворимых красителей для сине-зеленой области спектра генерации* // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 57. №1. С. 95-96. 17. *Штейнман А.А. Циклодекстрины* // Журн. Всесоюз. хим. общества. 1982. Т.30. С.514-518. 18. *Scypinski S., Love L.J.C. Cyclodextrin enhanced luminescence spectroscopy* // American Laboratory. 1984. Vol.16. No 3. P.55-61. 19. *Калмыкова Е.А., Кузнецова Н.А., Калля О.Л., Зиньковская О.В. Комплексообразование с циклодекстринами - новый путь повышения устойчивости лазерных кумариновых красителей к действию синглетного кислорода*: Сб.: Квантовая электроника. Киев: Наукова думка, 1992. Вып. 41. С.102-106. 20. *Перестраиваемые импульсно-периодические лазеры на красителях с ламповой накачкой* / Дзюбенко М.И., Маслов В.В., Пелипенко В.П., Шевченко В.В. // Квантовая электроника. 1998. Т.25. №12. С.1091-1094.

Институт радиопизики и электроники НАН Украины,
г. Харьков

Поступила в редакцию 21.06.2000

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Измерение пространственных параметров пучка лазерного излучения необходимо в различных научных и прикладных применениях лазеров, в частности при разработке и испытаниях различных систем оптической связи, дальнометрии, локации и навигации.

Для полного описания лазерного пучка, как известно из теории гауссовых пучков, необходимо задать длину волны излучения и два пространственных параметра пучка. Такими параметрами могут служить, например, положение плоскости перетяжки в какой-либо системе координат и диаметр перетяжки, разность диаметров пучка в двух плоскостях и расстояние между этими плоскостями, положение перетяжки и конфокальный параметр пучка и т.п. На практике чаще всего измеряют угол расходимости пучка и координату плоскости перетяжки. Известно несколько методов измерения координаты перетяжки [1, 2] и более двадцати различных методов измерения угла расходимости [3-6]. Практически все известные методы являются модификациями метода сечений, метода фокального пятна и метода регистрации диаграммы направленности, рекомендованных к применению [7]. Наименьшую погрешность измерений, в том числе малых углов расходимости, которые представляют наибольший практический интерес, обеспечивает метод регистрации диаграммы направленности, однако для его реализации необходим доступ к центру излучения, что на практике в большинстве случаев невозможно.

Был предложен метод определения координаты перетяжки пучка лазерного излучения, который позволяет реализовать метод регистрации диаграммы направленности без фактического доступа к центру излучения [8]. Согласно этому методу исходный пучок лазерного излучения, координату перетяжки которого необходимо определить, расщепляется на информационный и опорный когерентные пучки, образующие в окружающем пространстве нелокализованную двухлучевую интерференционную картину. Эта картина подобна пространственной интерференционной картине от двух когерентных точечных источников, т. е. представляет собой семейство вложенных друг в друга двуполостных гиперboloидов вращения с фокусами в месте расположения мнимых перетяжек лазерных пучков. Так как интерференционное поле в любой точке пространства зависит только от длины волны излучения, расстояния между мнимыми источниками и расстояния от начала координат, то, зная длину волны излучения, расстояние между мнимыми источниками и период интерференционной картины в какой-либо плоскости регистрации, мы вычислим расстояние точки регистрации периода от начала координат, а следовательно, определим и координату перетяжки. Таким образом, задача определения пространственных параметров пучка лазерного излучения, плоскость перетяжки которого недоступна или физически не существует, сводится к определению параметров интерференционной картины.

Анализ известных систем формирования двух интерферирующих пучков из одного исходного показывает, что в нашем случае применима только система из двух параллельных плоскостей, которая формирует два мнимых источника, расстояние между которыми определяется параметрами самой системы формирования. Любая другая система (бипризма и зеркала Френеля, билинза Бийе, зеркало Ллойда и т. п.) формирует источники, расстояние между которыми зависит также и от неизвестного расстояния между плоскостью перетяжки исходного лазерного пучка и системой формирования. Технической реализацией системы двух параллельных плоскостей может быть прозрачная плоскопараллельная пластина или интерферометр Майкельсона, настраиваемый на нулевой порядок. В случае применения плоскопараллельной пластины расстояние $2C$ между мнимыми перетяжками интерферирующих пучков равно

$$2C = (2d \cos \alpha) / (n^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2}, \quad (1)$$

где d – толщина пластины; n – показатель преломления материала пластины; α – угол падения пучка лазерного излучения на пластину.

Из формулы (1) следует, что расстояние между мнимыми перетяжками интерферирующих пучков излучения, т. е. положение фокусов семейства двуполостных гиперboloидов, зависит от угла падения лазерного пучка на плоскопараллельную пластину, и, следовательно, картина интерференции двух гауссовых пучков, формируемая системой двух параллельных плоскостей, не является полным аналогом классической картины интерференции от двух действительных точечных источников. При

наблюдении интерференционной картины в произвольной плоскости регистрации интерференционные полосы могут быть найдены как линии пересечения этой плоскости с семейством гиперболоидов. При этом форма, ширина и направление полос зависят только от выбранной ориентации плоскости регистрации.

Рассмотрим встречающиеся на практике случаи наблюдения интерференционной картины. Начало координат помещаем посередине между мнимыми перетяжками, ось абсцисс проводим через центры обоих перетяжек. Во всех случаях плоскость наблюдения находится на расстоянии $P \gg 2C$ от начала координат. Принципиально возможны такие случаи расположения плоскости регистрации интерференционной картины:

1) плоскость регистрации параллельна оси абсцисс. Наблюдается интерференционная картина в виде ряда практически эквидистантных полос, которые с большой точностью можно считать прямыми;

2) плоскость регистрации расположена под углом к оси абсцисс – именно этот случай чаще всего реализуется на практике при измерении пространственных параметров пучка лазерного излучения. Интерференционная картина представляет собой семейство изогнутых неэквидистантных полос;

3) плоскость регистрации перпендикулярна оси абсцисс. Интерференционная картина имеет вид семейства концентрических колец.

Эти три случая исчерпывают собой всю совокупность наблюдаемых интерференционных картин. При формировании интерференционной картины с помощью плоскопараллельной пластины можно получить все три положения плоскости регистрации, меняя угол падения пучка излучения на пластину. При формировании интерференционной картины с помощью интерферометра Майкельсона, настраиваемого на нулевой порядок, реализуется третий случай наблюдения.

Ширина h интерференционных полос зависит от расстояния P между плоскостью регистрации и началом координат. Решая совместно уравнение для оптической разности хода между интерферирующими лучами и уравнение для плоскости регистрации, получаем с учетом равенства (1) расчетную формулу для определения расстояния от плоскости регистрации до начала координат по ширине интерференционных полос

$$P = h d \sin 2\alpha \cos 2\alpha [\cos(\alpha + \varphi) + \operatorname{tg} \alpha \sin(\alpha + \varphi)^2 / \lambda (n^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2}],$$

где λ – длина волны излучения; φ – угол падения пучка излучения на плоскость регистрации. Если расположить плоскость регистрации перпендикулярно интерферирующим пучкам, что практически всегда можно сделать, то $\varphi = 0$ и расчетная формула упрощается

$$P = h d \sin 2\alpha / \lambda (n^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2}.$$

При использовании интерферометра Майкельсона вместо ширины полос удобнее измерять диаметры концентрических колец. Расчетная формула в этом случае приобретает такой вид

$$P = (d (D_{n+1}^2 - D_n^2) / \lambda n)^{1/2}$$

где d – толщина эквивалентной воздушной пластины интерферометра Майкельсона; D_n и D_{n+1} – диаметры двух любых смежных интерференционных колец.

Таким образом, измеряя угол падения пучка лазерного излучения на плоскопараллельную пластину и ширину интерференционных полос в плоскости регистрации, определяем по приведенной выше формуле расстояние от плоскости регистрации до начала координат. Для определения угла расходимости Θ необходимо дополнительно измерить диаметр D исходного лазерного пучка в плоскости регистрации [9], что может быть выполнено любым известным способом, например, фотографическим. Расчет угла расходимости производится по формуле

$$\Theta = D / P.$$

Погрешность измерения угла расходимости оцениваем по формуле

$$\delta\Theta/\Theta = \{(\delta D/D)^2 + (\delta d/d)^2 + (\delta\lambda/\lambda)^2 + (\delta n/(n - \sin^2 \alpha/n))^2 + (\delta\alpha/((1/\operatorname{tg}^2 2\alpha) + (1/((2n^2/\cos^2 \alpha) - \operatorname{tg} \alpha)^2)))^2\}^{1/2}$$

Типичные величины составляющих погрешности таковы: $\delta D/D \sim 10^{-2}$, $\delta d/d \sim 10^{-2}$, $\delta\lambda/\lambda \sim 10^{-6}$, $\delta n \sim 10^{-4}$, $\delta\alpha \sim 10^{-2}$, что позволяет оценить $\delta\Theta/\Theta \sim 2 \cdot 10^{-2}$.

Целесообразно отметить особенность описанного выше интерференционного метода измерения, отличающую его от известных методов измерения пространственных параметров пучка лазерного излучения и позволяющую считать его перспективным для измерения малых (порядка долей угловой

секунды) углов расходимости. Для известных методов величина измеряемого информативного параметра с уменьшением угла расходимости уменьшается. Например, в методе сечений малая разность диаметров пучка, которая и для больших углов расходимости принципиально измеряется с большой погрешностью, уменьшением угла расходимости, стремится к нулю. В методе фокального пятна измеряемое пятно с уменьшением угла расходимости становится соизмеримым или даже меньше кружка рассеяния применяемого объектива, что приводит к полной потере содержащейся в нем информации. В описанном интерференционном методе величина информативного параметра – период интерференционной картины – с уменьшением угла расходимости увеличивается, что позволяет путем изменения параметров или конструкции системы формирования интерференционной картины продвигаться в область малых углов расходимости дальше известных методов.

Для лабораторных испытаний описанного метода использовали следующую аппаратуру: He-Ne лазер типа ЛГ-56 с длиной волны излучения $\lambda = 0,6328$ мкм; плоскопараллельная пластина от оптической скамьи ОСК-2; коллиматор от скамьи ОСК-2; объектив коллиматора от скамьи ОСК-2; микроденситометр типа МФ-2; экраны, юстировочные столики, фотоматериалы. Испытания проводили следующим образом. В области больших углов расходимости ($\sim 10'$) расходимость пучка лазерного излучения измеряли тремя методами: фокального пятна, двух сечений и описанным выше интерференционным. Затем пучок излучения коллимировался с помощью коллиматора и вновь измеряли всеми тремя методами. Последовательное применение этой процедуры позволило получить и измерить ряд значений угла расходимости в диапазоне от $10'$ до $3''$.

Измерение угла расходимости методом фокального пятна проводили с помощью объектива штатного коллиматора от оптической скамьи ОСК-2. Фокусное расстояние объектива 1600 мм. В фокальной плоскости объектива помещали экран с фотопленкой. После обработки фотопленки диаметр полученного на ней фокального пятна на уровне половинной интенсивности измеряли с помощью микроденситометра МФ-2 и угол расходимости определяли по известной формуле расчетным путем.

Измерение угла расходимости методом двух сечений производили с помощью двух экранов с фотопленкой. Расстояние между экранами 75,00 м. Обработка и фотометрирование фотопленок проводили аналогично предыдущему случаю. Угол расходимости определяли по известной формуле расчетным путем.

Измерение угла расходимости интерференционным методом производили с помощью штатной плоскопараллельной пластины от оптической скамьи ОСК-2. Толщина пластины 20,75 мм, угол падения пучка на пластину варьировался в пределах $0^\circ - 60^\circ$. В отраженном от пластины пучке излучения помещали экран с листовой фотопленкой для регистрации интерференционной картины. Типичный вид получаемых интерференционных картин приведен на рис. 1 (а - $\Theta = 8'15''$; б - $\Theta = 1'48''$ /уменьшено в 3 раза/). Диаметр пучка излучения также определяли фотографическим путем. Обработка и фотометрирование фотопленок проводили так же, как и в предыдущих случаях. Угол расходимости определяли расчетным путем по приведенным выше формулам.

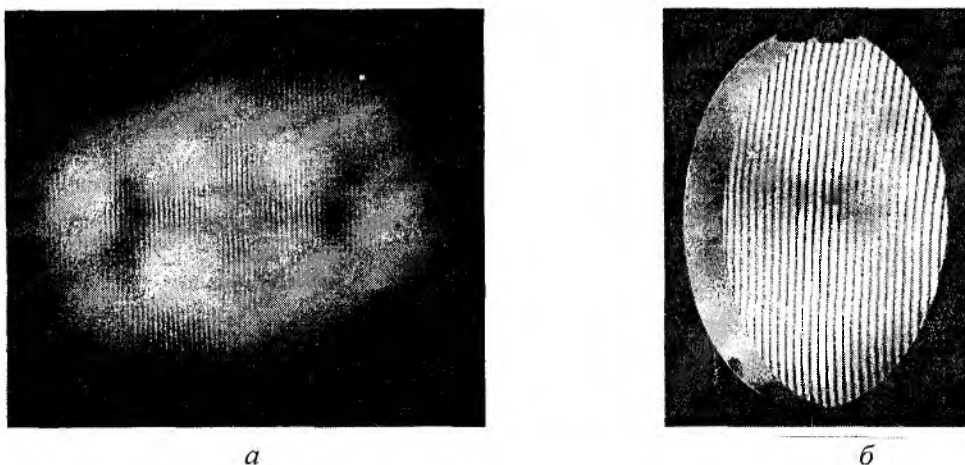


Рис. 1

В результате испытаний описанных выше измерительных устройств установлено следующее:

- в области больших углов расходимости ($\sim 10^\circ$) все три метода дают результаты, совпадающие друг с другом с точностью около 2 %;
- по мере уменьшения угла расходимости точность совпадения результатов уменьшается;
- метод фокального пятна целесообразно использовать для измерения углов расходимости, превышающих $1'$, при этом погрешность измерений не превышает 10 %. Причиной ограничения диапазона измеряемых углов расходимости является увеличение погрешности измерений;
- метод двух сечений целесообразно использовать для измерения углов расходимости, превышающих $30''$, при этом погрешность измерений не превышает 10 %. Причиной ограничения диапазона измеряемых углов расходимости является увеличение погрешности измерений;
- интерференционный метод целесообразно использовать для измерения углов расходимости, превышающих $5''$, при этом погрешность измерения не более 5 %. Причиной ограничения диапазона измеряемых углов расходимости является уменьшение до двух числа интерференционных полос, получаемых в отраженном от пластины пучке излучения.

Проведенные испытания подтвердили работоспособность интерференционного метода измерений пространственных параметров пучка лазерного излучения, а полученные результаты позволяют рекомендовать этот метод как наиболее точный для измерения углов расходимости порядка единиц и десятков угловых секунд. При измерении углов расходимости порядка единиц и десятков угловых минут предпочтение следует отдать методу фокального пятна (как наименее трудоемкому).

Необходимо также отметить, что ввиду значительно большей сложности эксплуатации интерферометр Майкельсона целесообразно применять для измерения очень малых углов расходимости – порядка единиц и долей угловых секунд, т. е. в том диапазоне углов расходимости, где применение широкоапертурных плоскопараллельных пластин большой толщины ограничивается технологическими возможностями их изготовления. Применение интерферометра Майкельсона рассчитано на перспективные потребности, существующий же уровень потребностей вполне может быть удовлетворен применением плоскопараллельных пластин, производство которых освоено промышленностью в настоящее время.

Описанный выше интерференционный метод измерения пространственных параметров пучка лазерного излучения был использован при разработке комплекса аппаратуры для измерения амплитудно-частотных и пространственных параметров пучка излучения мощных одночастотных CO_2 -лазеров с $\lambda = 10,6$ мкм, созданного по заказу Института космического приборостроения (Россия).

Список литературы: 1. Arnaud Y.A. Apparatus for locating and measuring the beamwaist radius of a Gaussian laser beam. US patent № 3617755, G 02f 1/28. 2. Метод определения положения фокальной плоскости сходящихся лазерных пучков / Винокуров Г.И., Горбунов В.А., Дятлов В.Д. и др. // Квантовая электроника. 1976. Т. 5, № 3. 3. Кузьмичев В.М., Погорелов В.И. Измерение диаметра фокального пятна лазерного излучения тонкопроводящим болометром // Украинський метрологічний журнал. 1999. № 4. 4. Хирд Г. Измерение лазерных параметров. М.: Мир. 1970. 5. Miyamoto T., Yasuura K. Measurement of the Beam Parameters of a Laser Beam and Its Diffraction Field, Using a Hologram. // Applied Optics. 1971. V. 10. № 1. 6. Методы измерения расходимости излучения оптических квантовых генераторов / Высоков Е.П., Кубарев А.В., Морозов Б.И. и др. // Измерительная техника. 1973. № 3. 7. ГОСТ 26089-84. Методы измерения диаметра пучка и энергетической расходимости лазерного излучения. 8. Мунтян К.И., Зимоков Г.А. Способ определения координаты перетяжки пучка излучения ОКГ // А.с. СССР № 550917. 9. Мунтян К.И. Способ измерения угла расходимости пучка излучения ОКГ // А.с. СССР № 666951.

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
Харьковский государственный научно-исследовательский
институт метрологии

Поступила в редколлегию 5.07.2000

SIMULATION OF DIFFUSIONAL ELECTROCHEMILUMINESCENT TRANSPORT TO A MICROSPHERE ELECTRODE

Electrochemiluminescence (ECL) of electrolyte solutions results from the electron transfer (ET) reactions of electrogenerated radicals ions of an organic depolarizer (electrochemiluminophor) that is capable of luminescence [1-3]. ECL originates from heterogeneous redox reactions at the electrode surface yielding active species. The interaction of such species can yield ECL emitters, i.e. electronically excited products capable of emitting ECL photons. The ECL intensity is a quantitative characteristic of the rate of such ET reactions, and it provides information not only about the nature of exothermic reactions of electron transfer, but also about the properties of the electrode-solution interface, which is close to where these processes occur.

The spherical ECL diffusion was described [3] towards the convex and the concave surface of macroelectrodes by analytical mathematical approaches and gave accurate values of current and concentration of species for steady-state conditions. Recently Svir had described application of conformal map for spherical ECL problem [4]. Alden and Compton [5] used backwards implicit in time (BIT) method for solution of microdisc and hemispherical problems in transformed space using exponentially expanding grid proposed by Feldberg [6]. The strong implicit procedure (SIP) Alden and Compton used for prediction the chronoamperometric current transients from an ECE process at both hemicylinder and band microelectrodes [7].

In this paper we show the application of the Three Layer Finite Implicit (3LFI) method [8] for solution of the ECL diffusion microsphere problem during bipolar impulse non-stationary electrolysis. With aim of optimization of numerical solutions we used an irregular grid in r direction: conformal map and exponentially expanding grid. The calculated results for simulating problem with a conformal map we compared with such problem using an exponentially expanding grid and uniform grid too.

Uniform grid

In this work the mass transport diffusion kinetics in an ECL cell with a microspherical electrode under bipolar impulse non-steady electrolysis is considered. Fig. 1 shows the coordinate system scheme for the spherical electrode and bipolar impulse excitations. Microsphere in an ECL cell is electrolysed by bipolar voltage impulses of amplitude being enough to form reduced and oxidised organoluminophor forms. It is possible to separate the model into two time phases (Fig. 1), where the first phase is anodic, when the positive voltage impulse is applied to an electrode, and the second is cathodic, which corresponds the negative voltage impulse.

Anodic phase ($A_g - e \rightarrow A^+$)

Diffusion mass transport is described by the following equation system

$$\frac{\partial c^+}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c^+}{\partial r^2} + \frac{2D}{r} \frac{\partial c^+}{\partial r}, \quad (1)$$

$$c^+ + c_g = c_0, \quad (2)$$

where c^+ and c_g are the concentrations of A^+ and A_g correspondingly, D is the diffusion coefficient, which is considered equal for every kind of species in the solution, and c_0 is the initial luminophor concentration.

The initial and boundary conditions for the mentioned system are:

$$\begin{aligned} t = 0 \quad r \geq r_0 \quad {}_1c^+(r, t) &= 0, \\ 0 < t < T_1 \quad r = r_0 \quad {}_1c^+(r_0, t) &= c_0, \\ r \rightarrow \infty \quad {}_1c^+(\infty, t) &\rightarrow 0, \end{aligned} \quad (3)$$

where r_0 is the sphere radius, and r is the spatial coordinate (Fig. 1).

¹ Corresponding autor

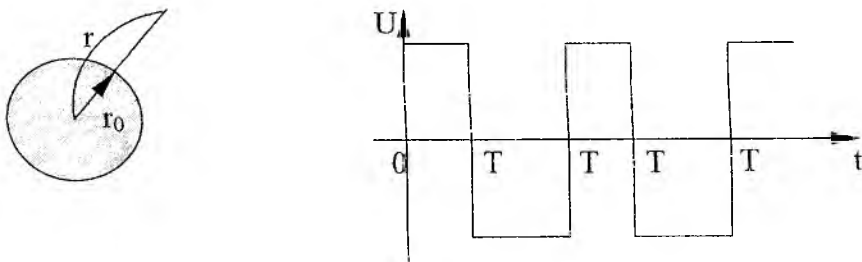
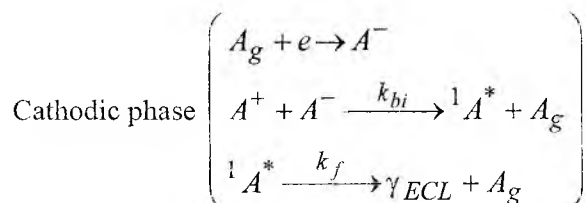


Fig.1



Cathodic phase is characterised by the equation system:

$$\frac{\partial c^+(r,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c^+(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2D}{r} \frac{\partial c^+(r,t)}{\partial r} - k_{bi} c^+(r,t) c^-(r,t); \quad (4)$$

$$\frac{\partial c^-(r,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c^-(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2D}{r} \frac{\partial c^-(r,t)}{\partial r} - k_{bi} c^+(r,t) c^-(r,t); \quad (5)$$

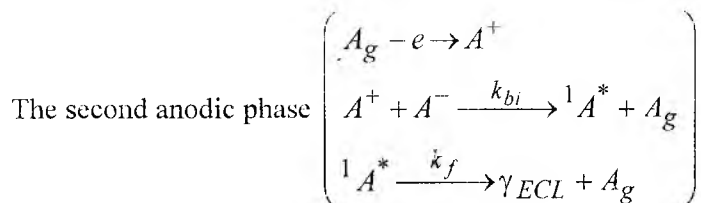
$$\frac{\partial c^*(r,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c^*(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2D}{r} \frac{\partial c^*(r,t)}{\partial r} + k_{bi} c^+(r,t) c^-(r,t) - \phi \cdot k_f \cdot c^*(r,t); \quad (6)$$

$$c^+ + c^- + c^* + c_g = c_0; \quad (7)$$

where c^- and c^* are the concentrations of species A^- and species ${}^1A^*$, k_{bi} is the bimolecular interaction rate constant, ϕ is the quantum fluorescent output, and k_f is the pseudo-monomolecular rate constant of “light emitting” homogeneous electron transfer (ET) reactions.

The initial and boundary conditions for the mentioned system are as follows:

$$\begin{aligned} t = T_1 \quad r \geq r_0 \quad {}_2c^+(r,t) &= {}_1c^+(r,t); & {}_2c^-(r,t) &= {}_2c^-(r,t) = 0 \\ T_1 < t < T_2 \quad r = r_0 \quad {}_2c^+(r_0,t) &= 0; \quad {}_2c^-(r_0,t) &= c_0; & {}_2c^*(r_0,t) &= 0; \\ r \rightarrow \infty \quad {}_2c^+(\infty,t) &\rightarrow 0; \quad {}_2c^-(\infty,t) &\rightarrow 0; & {}_2c^*(\infty,t) &\rightarrow 0. \end{aligned} \quad (8)$$



The second anodic phase is described by the same differential Eqs. (4) - (7) as the latter cathodic phase with the only difference in the initial and boundary conditions:

$$t = T_2 \quad r \geq r_0 \quad {}_3c^+(r,t) = {}_2c^+(r,t);$$

$$\begin{aligned}
{}_3c^-(r,t) &= {}_2c^-(r,t); \\
{}_3c^*(r,t) &= {}_2c^*(r,t) \\
T_2 < t < T_3 \quad r = r_0 \quad {}_3c^+(r_0,t) &= c_0; \quad {}_3c^-(r_0,t) = 0; \\
{}_3c^*(r_0,t) &= 0; \\
r \rightarrow \infty \quad {}_3c^+(\infty,t) &\rightarrow 0; \quad {}_3c^-(\infty,t) \rightarrow 0; \\
{}_3c^*(\infty,t) &\rightarrow 0.
\end{aligned} \tag{9}$$

The following afterwards cathodic phase (T_4) is described by the same equation system as the previous anodic one (T_3), but the latter has the different initial and boundary conditions as result of the periodic process.

The electrode current was evaluated from expression

$$i(t) = FD4\pi r_0^2 \left(\left. \frac{\partial c^-}{\partial r} \right|_{r=r_0} - \left. \frac{\partial c^+}{\partial r} \right|_{r=r_0} \right). \tag{10}$$

The transient ECL intensity is

$$I_{ECL}(t) = \Phi_{ECL} \cdot 4\pi \int_{r_0}^{\infty} c^*(r,t) r^2 dr, \tag{11}$$

where Φ_{ECL} is a ECL effectiveness coefficient.

Conformal map

To obtain more precise results when solving this problem we have used an irregular grid, which was obtained using conformal map proposed by Amatore and Fosset [10] for single dimension diffusion processes in an enclosed space.

$$\Gamma = 1 - \frac{r_0}{r}. \tag{12}$$

Introduce the dimensionless parameters:

$$C_g = \frac{c_g}{c_0}, \quad C^+ = \frac{c^+}{c_0}, \quad C^- = \frac{c^-}{c_0}, \quad C^* = \frac{c^*}{c_0}, \quad T = \frac{t}{T_e}, \tag{13}$$

where T_e is the total electrolysis time.

After equation normalisation the mathematical model takes the following form: anodic phase is

$$\frac{\partial C^+}{\partial T} = \eta \cdot \gamma^2 \frac{\partial^2 C^+}{\partial \Gamma^2}, \tag{14}$$

$$C_g + C^+ = 1, \tag{15}$$

where $\gamma = \frac{(1-\Gamma)^2}{r_0}$; $\eta = D \cdot T_e$.

The initial and boundary conditions are:

$$\begin{aligned}
T = 0 \quad \Gamma \geq 0 \quad {}_1C^+(\Gamma, T) &= 0; \\
0 < T < T_1 \quad \Gamma = 0 \quad {}_1C^+(0, T) &= 1, \\
\Gamma \rightarrow 1 \quad {}_1C^+(1, T) &\rightarrow 0.
\end{aligned} \tag{16}$$

Cathodic phase equations are

$$\frac{\partial C^+}{\partial T} = \eta \cdot \gamma^2 \frac{\partial^2 C^+}{\partial \Gamma^2} - \lambda C^+ C^-, \quad (17)$$

$$\frac{\partial C^-}{\partial T} = \eta \cdot \gamma^2 \frac{\partial^2 C^-}{\partial \Gamma^2} - \lambda C^+ C^-, \quad (18)$$

$$\frac{\partial C^*}{\partial T} = \eta \cdot \gamma^2 \frac{\partial^2 C^*}{\partial \Gamma^2} + \lambda C^+ C^- - \varphi \cdot k_f \cdot C^*, \quad (19)$$

$$C_g + C^+ + C^- + C^* = 1, \quad (20)$$

where $\lambda = T_e \cdot k_{bi} c_0$.

The initial and boundary conditions are:

$$\begin{aligned} T = T_1 \quad \Gamma \geq 0 \quad {}_2C^+(\Gamma, T) &= {}_1C^+(\Gamma, T); \\ {}_2C^-(\Gamma, T) &= {}_2C^-(\Gamma, T) = 0 \\ T_1 < T < T_2 \quad \Gamma = 0 \quad {}_2C^+(0, T) &= 0; \quad {}_2C^-(0, T) = 1; \\ {}_2C^*(0, T) &= 0; \\ \Gamma \rightarrow 1 \quad {}_2C^+(1, T) &\rightarrow 0; \quad {}_2C^-(1, T) \rightarrow 0; \\ {}_2C^*(1, T) &\rightarrow 0. \end{aligned} \quad (21)$$

Now one should solve the system in the region $\Gamma \in [0; 1]$, $t \in [0; T_n]$, where n is a number of phases.

The transient current was evaluated from expression

$$i(T) = FD4\pi r_0 c_0 \left(\left. \frac{\partial c^-}{\partial \Gamma} \right|_{\Gamma=0} - \left. \frac{\partial c^+}{\partial \Gamma} \right|_{\Gamma=0} \right). \quad (22)$$

The transient ECL intensity is

$$I_{ECL}(T) = \Phi_{ECL} \cdot 4\pi \cdot r_0^3 c_0 \int_0^1 c^*(\Gamma, T) \frac{1}{(1-\Gamma)^4} d\Gamma. \quad (23)$$

Exponentially expanding grid

To use the exponentially expanding grid [11]

$$\xi = 1 - \exp\left(-\alpha \frac{r}{r_{\max}}\right), \quad (24)$$

where α is a compression grid coefficient; $r_{\max} = r_0 + L$, $L = 6 \sqrt{D_+ \cdot T_e}$ is a depth of diffusion penetration.

After equation normalisation the mathematical model takes the following form:

anodic phase

$$\frac{\partial C^+}{\partial T} = A_2 \frac{\partial^2 C^+}{\partial \xi^2} - A_1 \frac{\partial C^+}{\partial \xi}, \quad (25)$$

$$C_g + C^+ = 1, \quad (26)$$

where $A_2 = \frac{D_+ T_e \alpha^2}{r_{\max}^2} (1-\xi)^2$; $A_1 = \frac{D_+ T_e \alpha^2 (1-\xi)}{r_{\max}^2} \left(1 + \frac{2}{\ln(1-\xi)} \right)$.

Initial and boundary conditions

$$\begin{aligned} T = 0 \quad \xi \geq 0 \quad {}_1C^+(\xi, T) &= 0; \\ 0 < T < T_1 \quad \xi = 0 \quad {}_1C^+(0, T) &= 1; \\ \xi \rightarrow 1 \quad {}_1C^+(\infty, T) &\rightarrow 0. \end{aligned} \quad (27)$$

Cathodic phase equations are:

$$\frac{\partial C^+}{\partial T} = A_2 \frac{\partial^2 C^+}{\partial \xi^2} - A_1 \frac{\partial C^+}{\partial \xi} - \lambda C^+ C^-, \quad (28)$$

$$\frac{\partial C^-}{\partial T} = A_2 \frac{\partial^2 C^-}{\partial \xi^2} - A_1 \frac{\partial C^-}{\partial \xi} - \lambda C^+ C^-, \quad (29)$$

$$\frac{\partial C^*}{\partial T} = A_2 \frac{\partial^2 C^*}{\partial \xi^2} - A_1 \frac{\partial C^*}{\partial \xi} + \lambda C^+ C^- - \mu C^*, \quad (30)$$

$$C_g + C^+ + C^- + C^* = 1, \quad (31)$$

where $\lambda = k_{di} \cdot C_0 \cdot T_e$, $\mu = \varphi \cdot k_f \cdot T_e$.

Initial and boundary conditions:

$$\begin{aligned} T = T_1 \quad \xi \geq 0 \quad {}_2C^+(\xi, T) &= {}_1C^+(\xi, T); \\ {}_2C^-(\xi, T) &= {}_2C^-(\xi, T) = 0; \\ T_1 < T < T_2 \quad \xi = 0 \quad {}_2C^+(0, T) &= 0; \quad {}_2C^-(0, T) = 1; \\ {}_2C^*(0, T) &= 0; \\ \xi \rightarrow 1 \quad {}_2C^+(\infty, T) &\rightarrow 0; \quad {}_2C^-(\infty, T) \rightarrow 0; \\ {}_2C^*(\infty, T) &\rightarrow 0. \end{aligned} \quad (32)$$

The transient current is

$$i(T) = FD4\pi r_0^2 c_0 \frac{\alpha}{r_{\max}} (1 - \xi_0) \left(\frac{\partial C^-}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\xi_0} - \frac{\partial C^+}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\xi_0} \right) \quad (33)$$

where $\xi_0 = 1 - \exp(-\alpha)$.

The transient ECL intensity is

$$I_{ECL}(T) = \Phi_{ECL} \cdot 4\pi c_0 \cdot \frac{r_0^3}{\alpha^3} \int_{\xi_0}^1 C^*(\xi, T) \frac{\ln^2(1-\xi)}{(1-\xi)} d\xi. \quad (34)$$

Results and discussion

The CPU time, calculated currents and ECL intensity (at one time point $t = 0.24$ ms) by 3LFI method using different grids looks in Table 1. Uniform grid had the best CPU time in comparison with other approaches.

Fig.2 shows a comparison of convergence results for the anodic current obtained for different grids: Cartesian (uniform grid), conformal mapping and exponential expanding grid. Obtained results show that exponential expanding grid gives the more quick a rate of convergence then a conformal map and Cartesian grid. The convergence graphic results for the anodic current (Fig. 2) obtained by 3LFI using mesh spacing in r direction ($NT = 3000$) for i) Cartesian grid; ii) conformal mapping; iii) exponential expanding grid at one representative time $t = 9.99 \times 10^{-5}$ s (last point in anodic phase); $r_0 = 10 \mu\text{m}$; $C_0 = 10^{-6} \text{ mol cm}^{-3}$; $D = 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Table

Grid	Uniform grid			Conformal mapping			Exponential exp. grid $\alpha = 7$		
NR x NT	i_{sim} μA	I_{ECL} photon/s	CPU s	i_{sim} μA	I_{ECL} photon/s	CPU s	i_{sim} μA	I_{ECL} photon/s	CPU s
50 x 3000	0,4620	0,51110	3	0.46512	0.47408	3	0.46823	0.4690	4
100 x 3000	0,4642	0,51245	8	0.46626	0.47499	6	0.46761	0.4723	7
200 x 3000	0,4659	0,51279	12	0.46654	0,47521	12	0.46716	0,4738	17
250 x 3000	0,4660	0,51283	16	0.46658	0.47523	18	0.46706	0.4741	21
300 x 3000	0,4661	0,51284	20	0.46659	0,47525	22	0.46700	0,4743	25
350 x 3000	0,4662	0,51286	23	0.46661	0.47526	26	0.46695	0.4745	36
400 x 3000	0,4663	0,51287	32	0.46662	0.47527	42	0.46691	0.4746	48
500 x 3000	0,4664	0,51288	47	0.46662	0,47527	59	0.46686	0,4747	61

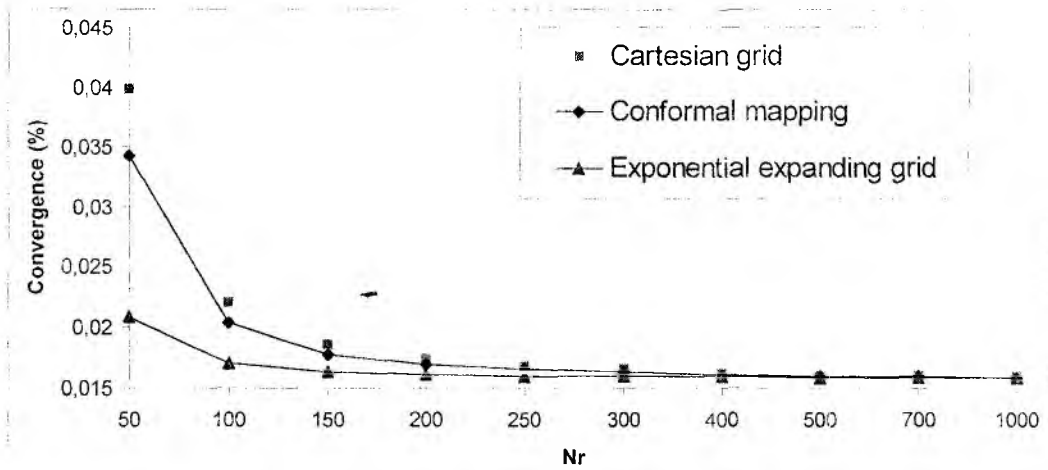


Fig. 2

The approach with using an exponential expanding grid ($\alpha = 15$) gives convergence 0.02% in the first moments of electrolysis and 0.015% in following time when process exit to steady-state. Using of conformal map gives a convergence 0.035% in start and 0.015% at next moment electrolysis. Cartesian grid have a convergence 0.04% in first moment and 0.015% only at finish of anodic phase. For first moment electrolysis the exponential grid have the best convergence and more quick a rate of convergence than other approaches.

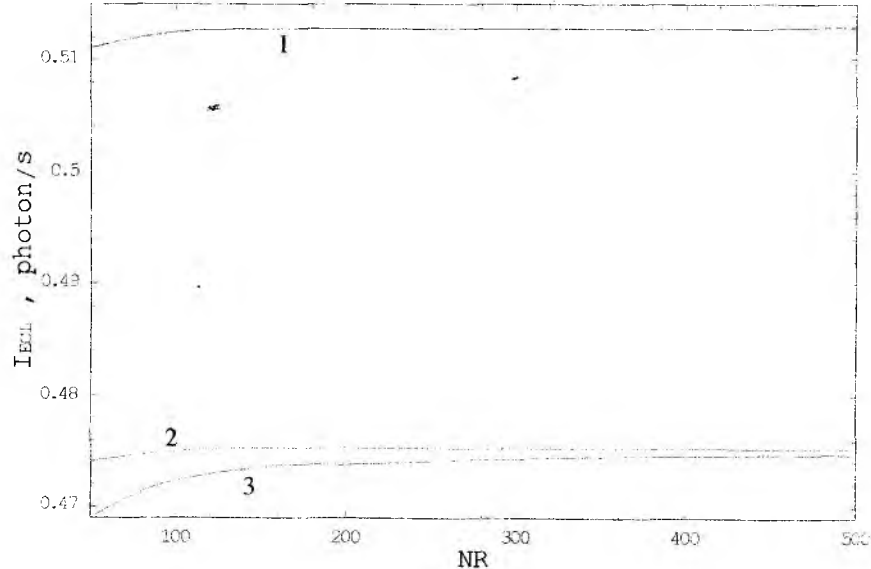


Fig. 3

Fig.3 shows a dependence of ECL intensity distribution from grid in R-direction (NR) for different grids: 1 - uniform grid; 2 - conformal mapping; 3 - exponential expanding grid. Fig. 3 demonstrates a best accuracy of exponential expanding grid (third curve on graphics).

All programs used to generate results quoted in this paper are written in Delphi 5 and run on PC with an Intel Pentium II 350 MHz processor. All codes are available from the corresponding author on request.

Conclusions

The ECL diffusion kinetics at a microspherical electrode may be successfully simulated using the 3LFI method. Calculated results, in agreement with previous studies [5,6,8], confirm that non-steady state conditions may be optimized using transformed space coordinates. We used a conformal map and exponentially expanding grid. Calculated results for each approach are compared with a uniform grid and with each other. We conclude that an exponential expanding grid simulation has the best convergence (Fig. 2 and Fig.3). Increasing a compression coefficient we obtained the better convergence in the R-coordinate. The compression coefficient $\alpha = 15$ is the better among of applied ($\alpha = 3 \div 15$). The CPU time required to execute the programs is the best for a uniform grid (Table 1).

Acknowledgements

We thank The Royal Society of United Kingdom for grant of JP between group of Professor Richard G. Compton (Oxford University, Theoretical & Physical Chemistry Laboratory) and group of Dr. Irina B. Svir (Kharkov State Technical University of Radioelectronics, Mathematical & Computer Modeling Laboratory).

References: 1. Heyrovsky J. // Chem. Listy. 1922. N16. P.256. 2. Bykh A. I., Vasil'ev R.F., Rozhitskii N.N., *Itogi Nauki. // Radiatsionnaya Khimiya. Fotokhimiya*. VINITI, Moscow. 979. Vol.2. P.135. 3. Bykh A.I., Rozhitskii N.N., *Izv. // Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz.* 1987. Vol.51. P.537. 4. Golovenko V.M., Kukoba A.V., and Rozhitskii N.N. // Russian Journal of Electrochemistry. 1993. Vol.29. N 7. P.712. 5. Svir I.B. // Radioelectronika i Informatika. 1999. N 4. P.14. 6. Alden J.A., Hutchinson F., and Compton R.G. // J Phys. Chem. B. 1997. N 101. P. 949. 7. Feldberg S.W. // J. Electroanal. Chem. 1981. N 127. P.1. 8. Alden J.A., Compton R. G., Dryfe R.A.W., // J.Electroanal. Chem. 1995. N 397. P.11. 9. Richtmyer R.D., Morton K.W. *Difference Methods for Initial-Value Problems*. NY: Interscience, 1967. 10. Amatore C.A., Fosset B. // Anal. Chem. 1996. N 68. P.4377. 11. Joslin T., Pletcher D. // J. Electroanal. Chem. 1974. N 49. P.171.

Kharkov State Technical University
of Radioelectronics (Ukraine)
Oxford University (UK)

Поступила в редколлегию 26.06.2000

ЛАЗЕРЫ С МОДУЛИРОВАННОЙ ДОБРОТНОСТЬЮ РЕЗОНАТОРА С ПОМОЩЬЮ ФОТОТРОПНЫХ СРЕД

Введение

Среди различных типов лазеров особое место занимают лазеры с модулированной добротностью резонатора. Они позволяют получать импульсы когерентного излучения большой мощности. Экспериментальные способы импульсной модуляции добротности резонаторов в настоящее время весьма разнообразны. В научных исследованиях наибольшее распространение получили квантовые генераторы с пассивным затвором на основе нелинейно-просветляющихся сред. Это связано с исключительной простотой их применения, а также с достаточно высокими параметрами излучения. В лазерах такого типа использовано свойство ряда так называемых фототропных сред, способных обратимо изменять величину коэффициента поглощения под действием мощных световых потоков.

Параметры излучения лазеров с пассивным затвором зависят не только от свойств активной среды, но и существенно определяются спектрально-люминесцентными свойствами просветляющегося модулятора.

Принцип работы лазера в режиме модуляции добротности состоит в получении высокой инверсной населенности активной среды путем искусственного нарушения условий генерации. В большинстве случаев это достигается путем введения в резонатор дополнительных потерь. Быстрое выключение потерь приводит затем к выделению энергии, накопленной за время накачки в виде мощного импульса малой длительности.

Одним из обычных приемов модуляции добротности резонатора лазера является вращение одного из зеркал резонатора с большой угловой скоростью. Вместо плоского зеркала удобно использовать призму полного внутреннего отражения. Это модулятор на вращающейся призме.

Лазеры с активной модуляцией добротности резонатора

Широко используются и немеханические способы модуляции добротности, которые условно разделены на активные и пассивные. К активным модуляторам относятся модулирующие устройства, у которых меняется значение потерь по заданному закону или в соответствии с внешним управляющим сигналом. Широко используются активные модуляторы, которые основываются на использовании эффектов Керра и Поккельса.

Модулирующие устройства активного типа можно разделить по характеру физических эффектов, на которых основано их действие, на следующие, получившие наибольшее практическое применение: оптико-механические, электрооптические и акустооптические. При оптико-механической модуляции добротности модулирующее устройство, как правило, представляет собой вращающуюся вокруг оси призму-крышу, выполняющую функции одного из зеркал резонатора. Время включения добротности в этом случае зависит от скорости вращения призмы. Модулирующая призма работает в довольно тяжелых условиях при воздействии оптического излучения высокой плотности мощности, и к качеству ее изготовления предъявляют высокие требования.

Оптико-механические затворы с вращающейся призмой, несмотря на колебания оси излучения, низкий КПД, значительные шумы и вибрацию двигателя, нашли широкое применение в лазерах с управляемой генерацией благодаря простоте конструкции и юстировки, надежности, а также возможности работы в широком температурном и спектральном диапазонах.

Использование электрооптических затворов и управляемых отражателей представляет большие возможности при осуществлении различных режимов работы лазера. Электрооптическое управление резонатором лазера основано на электрооптическом эффекте Поккельса, заключающемся в изменении показателя преломления света в кристаллах, помещенных в электрическое поле. Построение оптических схем лазеров при использовании электрооптических затворов основано на повороте плоскости поляризации излучения лазера после прохождения им ячейки Поккельса.

Для модуляции добротности резонатора лазера могут быть использованы и акустооптические затворы, но их применяют преимущественно в лазерах с непрерывной накачкой. В открытом состоянии они имеют потери примерно на порядок ниже, чем потери у электрооптических затворов, что особенно существенно для лазеров с непрерывной накачкой, которые характеризуются более низкими коэффициентами усиления. Время переключения у акустооптических затворов на два, три порядка выше, чем у электрооптических (100-1000 нс) [1].

Предложен метод модуляции добротности резонаторов непрерывных CO_2 -лазеров, в том числе волноводного типа, основанный на использовании внутрирезонаторной рефракционной УЗ-ячейки, в которой средой звукопровода является непосредственно активная среда лазера (газовая смесь), воздух или специальный газ с высоким показателем преломления. Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о перспективности практического применения этого метода для управления лазерным излучением в диапазоне частот модуляции 10-250 кГц, когда имеются ограничения на использование внутрирезонаторных оптических модуляторов [2].

Эти три устройства для модуляции добротности резонатора лазеров попадают под категорию внутрирезонаторных активных модуляторов, поскольку ими необходимо управлять с помощью соответствующего устройства. Но модуляцию можно также осуществлять автоматически, не используя каких-либо управляющих устройств. Модуляторы такого типа называются пассивными модуляторами добротности.

Лазеры с пассивной модуляцией добротности резонатора с помощью фототропных сред

Действие пассивного (фототропного) модулятора добротности резонатора основано на использовании резонансно-просветляющихся оптических материалов, в том числе и жидкостей. В невозбужденном состоянии они имеют невысокий коэффициент пропускания для излучения на рабочей длине волны, т. е. вносят большие потери. По мере же нарастания интенсивности излучения, возникающего в резонаторе лазера, молекулы этих веществ, поглощая излучение лазера, переходят на более высокий энергетический уровень. В силу того, что возбужденная система имеет более высокий коэффициент пропускания, чем невозбужденная, в резонаторе лазера возникает лавинообразный процесс нарастания световых колебаний, приводящий к генерации мощного импульса излучения. Максимальная добротность резонатора достигается в момент, когда практически все молекулы вещества фототропного затвора оказываются "переброшенными" на верхний энергетический уровень (явление просветления фототропного затвора). Примерно в тот же момент достигается максимальная инверсия населенностей в активном элементе, поскольку до этого высокий уровень потерь не позволял развиваться интенсивному процессу самовозбуждения и обеднению верхнего уровня.

Существенной особенностью механизма просветления является то, что получаемый импульс, как правило, является одночастотным. Это объясняется тем, что в процессе возникновения генерации она начинает развиваться на одной из мод ТЕМ_{min} , что приводит к просветлению фильтра в нужных для нее местах. Тем самым формируется самосогласованный фильтр, предотвращающий генерацию на других типах колебаний. Конструктивно жидкостный фототропный затвор представляет собой стеклянную или кварцевую кювету, заполненную раствором резонансно-поглощающего вещества в органическом растворителе. Кювету изготавливают из толстого стеклянного или кварцевого кольца и двух плоскопараллельных пластин, соединенных с кольцом глубоким оптическим контактом. Сбоку кольцо имеет отверстие для заливки раствора. Параллельность входных окон кюветы должна составлять 5-10". Толщину полости для заливки фототропной жидкости обычно выбирают минимально возможной (в пределах 1-3 мм). При увеличении толщины фототропной среды возрастают потери из-за явлений вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) и вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в органическом растворителе.

В качестве пассивных затворов могут использоваться просветляющие фильтры, пленки, разрушающиеся под воздействием излучения, полупроводниковые зеркала с коэффициентом отражения, зависящим от интенсивности света, нелинейные отражатели, использующие нарушение условий полного внутреннего отражения, органические растворители и др.

Впервые пассивное включение добротности просветляющим фильтром было осуществлено в рубиновом лазере. С этой целью между одним из зеркал резонатора лазера и активным элементом помещалась кювета с раствором фталоцианинового красителя. Мощность полученного таким образом моноимпульса составила несколько десятков мегаватт. В дальнейшем было найдено много других сред, пригодных для модуляции как рубиновых, так и неодимовых и других лазеров. В качестве пассивных затворов в рубиновых лазерах могут применяться практически все фталоцианиновые и нафталоцианиновые красители, криптоцианин, некоторые селено-кадмиевые стекла, растворы хлорофила. Набор пассивных затворов для неодимовых лазеров менее богат. В основном это красители полиметинового ряда. Большинство красителей этого типа крайне неустойчивы. Более стабильными параметрами обладает бромированный фталоцианин хлористого алюминия.

Из применяемых в настоящее время в квантовой электронике цветных стекол, обладающих нелинейным поглощением, наибольшее распространение получило красное стекло КС-19, относя-

шееся к группе селено-кадмиевых стекол. Стекло КС-19 весьма успешно используется в качестве эффективного пассивного модулятора добротности резонатора рубиновых лазеров. Известно, что оптические свойства этой группы цветных стекол обусловлены содержанием в них Cd, Se, S и условиями термообработки. Окраска таких стекол появляется после длительного прогревания их при температуре 500-700°C.

Иногда также используют твердотельные (например, BDN в ацетат целлолозной пленке) или газообразные (например, SF₆ для CO₂-лазера) насыщающиеся поглотители. В последнее время все большую популярность приобретают пассивные модуляторы добротности на кристаллах галогенидов щелочных металлов (типа LiF) с центрами окраски, особенно в ближнем ИК – диапазоне (свойства активного центра – центра окраски – весьма похожи на свойства молекулы красителя). Схема пассивного модулятора приведена на рисунке.

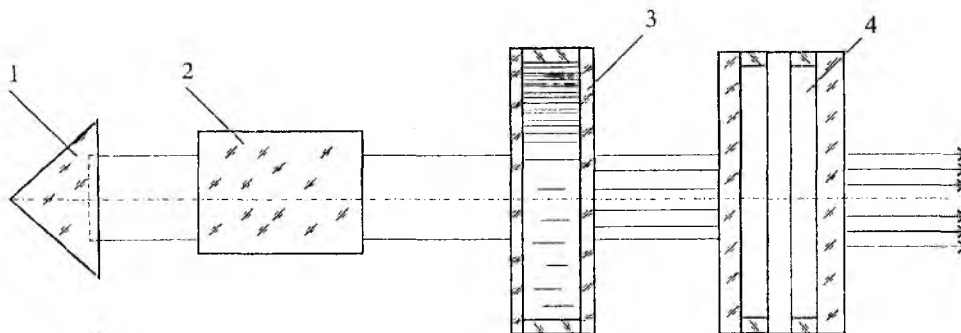


Рис. Модулятор лазерного излучения с пассивным затвором:

- 1 – призма полного внутреннего отражения;
- 2 – активный элемент;
- 3 – кювета с просветляющим веществом;
- 4 – полупрозрачное зеркало.

Экспериментальные исследования временных и пространственных характеристик излучения импульсного CO₂-лазера с нелинейной средой (полупроводники InAs и InSb) внутри резонатора выявили, что введение в резонатор CO₂-лазера этих нелинейных сред приводит, с одной стороны, к ограничению интенсивности излучения в резонаторе и увеличению длительности импульса по полувысоте, а с другой – к появлению на огибающей импульса хаотических пульсаций.[3]

Достоинства и недостатки фототропных сред

Пассивная модуляция добротности с помощью насыщающегося поглотителя представляет собой самый простой метод внутрирезонаторной модуляции лазерного излучения. Основным недостатком этого метода является фотохимическая деградация насыщающегося поглотителя, и поэтому применение пассивной модуляции добротности ограничено главным образом маломощными устройствами с низкой частотой повторения.

Пассивным модуляторам добротности присущи и другие недостатки, а именно неконтролируемый момент времени срабатывания и, как следствие случайного момента срабатывания, нестабильная (колебания до 100 %) мощность импульса, поскольку при импульсной накачке уровень накопленной инверсии населенностей, естественно, меняется во времени. Для многих применений такое поведение недопустимо. К недостаткам необходимо также отнести нестабильность частоты следования импульсов лазерного излучения, а также ее малую управляемость, что является препятствием к использованию.

Основными преимуществами самопросветляющихся затворов являются простота устройства, малые габариты и масса, низкая стоимость.

Лазер с просветляющимся модулятором обладает некоторыми специфическими свойствами. К их числу относятся: существование режима жесткого возбуждения генерации, гистерезисные явления при изменении накачки. Однако в отличие от твердотельных и молекулярных лазеров одноатомные генераторы на одноатомных газах при наличии поглощающей ячейки не теряют устойчивого стационарного режима.

При рассмотрении взаимодействия излучения с поглощающими центрами применяют обычно либо двухуровневую, либо трехуровневую модель просветляющей среды.

Интересно сравнение работы лазеров с пассивными затворами, соответствующими двух-, трех- и пятиуровневым моделям просветляющегося вещества. При одинаковых параметрах резонатора и одинаковом начальном пропускании затвора эффективность затворов, работающих по двух- и трехуровневым схемам, оказывается одинаковой. Так как просветление фильтра, работающего по трехуровневой схеме, начинается при меньших плотностях излучения внутри резонатора, то в лазере с такой схемой затвора моноимпульс появится раньше. В то же время скорость просветления трехуровневого затвора несколько ниже, чем двухуровневого. Однако это не оказывает заметного влияния ни на мощность, ни на длительность моноимпульса, поскольку в обоих случаях он формируется практически при просветленном затворе, и связано с тем, что величина вероятности в этом случае еще достаточно велика.

Режим работы и параметры генерируемого излучения в лазерах с просветляющимся фильтром определяются в основном тремя факторами: параметром нелинейности просветляющегося фильтра; соотношением между скоростью просветления пассивного затвора и скоростью уменьшения коэффициента усиления в активном элементе (последняя величина определяется спектроскопическими свойствами активного элемента и параметрами резонатора); предельной степенью просветления пассивного затвора, определяемой поглощением излучения генерации молекулами просветляющейся среды в возбужденном состоянии.

Еще не полностью исследованы кинетические процессы, происходящие в лазерах непрерывного излучения, во внутрь резонатора которых помещен фототропный элемент, или при одновременном изменении одного или сразу нескольких параметров самого лазера или модулирующего элемента. Установлено, что при изменении указанных параметров можно осуществлять управление частотой следования импульсов излучения лазеров, работающих в режиме модулированной добротности с помощью фототропных сред [4].

Заключение

Таким образом, сравнительная простота метода модуляции добротности резонатора лазера с помощью нелинейно-просветляющихся сред и уникальные свойства возникающего излучения открывают широкие возможности для практического использования таких лазеров в науке и технике.

Список литературы: 1. Ханин Я.И. Динамика квантовых генераторов.: Квантовая радиофизика. Т.2. М.: Сов.радио, 1975. 496 с. 2. Козлов К.В., Чижевский В.Н., Чураков В.В. Исследование возможности использования газовой ультразвуковой ячейки для модуляции добротности непрерывных CO_2 -лазеров. // Квант. Электрон. (Москва). 1991. 18. № 2. С. 225-226. 3. Ковалев В.И., Суворов М.Б., Тасмуратов О.С. //Временная динамика и пространственные характеристики генерации CO_2 -лазера с нелинейной средой в резонаторе. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1990. 54. №10. С. 2062-2070. 4. Булгаков Б.М., Быков М.М., Ольховский И.П. // Управление частотой следования импульсов излучения CO_2 -лазера с фототропным затвором. // Радиотехника и электроника. 1977. Т.22. № 3. С. 590-596.

*Харьковский государственный университет
радиоэлектроники*

Поступила в редакцию 8.06.2000

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ДЕФЛЕКТОРЫ СИСТЕМ ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ С ПОБИТОВЫМ ПРЕДСТАВЛЕНИЕМ ИНФОРМАЦИИ

Существует два основных метода оптической регистрации информации – прямой, когда на регистрирующей среде формируется изображение объекта, и голографический, при котором регистрируется интерференционная картина, образованная информационной и опорной волнами. Возможны четыре типа организации [1] систем оптической памяти (СОП), соответствующие различным возможностям сочетания организации записи (поэлементная и постраничная) и считывания (поэлементное и постраничное). Трудности реализации голографических СОП отмечались еще в работе [2], и, как показал опыт прошедших лет, такие системы распространения не получили. Вместе с тем СОП с последовательной организацией на носителях в форме диска, лент или карт, разработка которых впервые начата Институтом проблем регистрации информации НАНУ, с успехом используются как в отечественной практике, так и за рубежом [3].

Место и роль устройства отклонения лазерного пучка (безотносительно по физическому принципу их функционирования) в структуре СОП с побитовым представлением информации [4] показана на рис. 1, где 1 – лазер; 2 – оптический ответвитель; 3 – оптический затвор; 4,5 – линзовый телескоп; 6 – формирователь профиля оптического пучка; 7 – дефлектор; 8 – фокусирующая оптика; 9 – информационный носитель (оптический диск); 10 – фотосчитыватель; 11 – усилитель; 12 – устройство обнаружения и распознавания ошибки; 13 – блок юстировки и слежения; 14 – устройство перемещения носителя; 15 – устройство управления формирователем профиля оптического пучка; 16 – устройство управления дефлектором; 17 – устройство управления оптическим затвором; 18 – блок управления ЗУ; 19 – входные регистры; 20 – выходные регистры; 21 – канал связи.

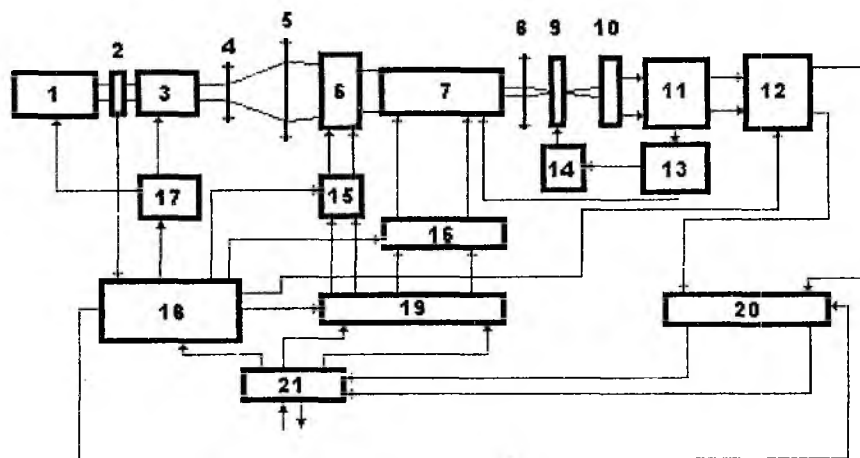


Рис. 1

Не вдаваясь в тонкости организации таких СОП, можно утверждать, что организация узла устройства пространственного отклонения лазерного пучка (дефлектора) влияет на плотность и скорость записи информации и является составной частью причин, определяющих производительность системы в целом [5]. Вопросы использования электрооптических дефлекторов для записи информации исследовались также в [5].

В настоящей работе в силу малых массогабаритов и энергопотребления акустооптических устройств [6] по сравнению с электрооптическими предлагаются результаты исследования вопросов применения акустооптического дефлектора (АОД) в составе узла управления пространственным положением лазерного пучка в системах оптической памяти с побитовым представлением информации, в частности, рассматриваются вопросы создания оптической системы АОД, требования, предъявляемые к нему, а также результаты экспериментальных исследований устройства реализованного на основе неаксиальной аномальной дифракции света на акустической (упругой) волне в твердом теле.

Оптическая система дефлектора

Разрешающая способность АОД пропорциональна его апертуре. Это влечет за собой применение специальной формирующей оптики, обеспечивающей большой размер светового (лазерного) пучка в плоскости дифракции, который в то же время должен вписаться в акустический столб шириной H , как показано на рис. 2, б.

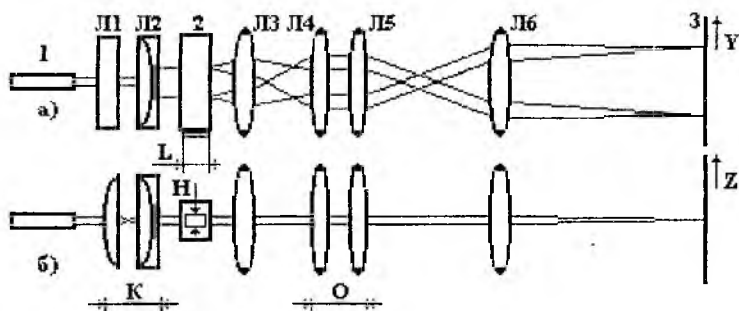


Рис. 2

Поступающий на оптический вход акустооптического дефлектора лазерный пучок (ЛП) от лазера 1 расширяется коллиматором К, состоящим из линз Л1 и Л2. Расположенная на входе коллиматора линза Л1 не оказывает влияния на ход лучей в плоскости дифракции, но фокусирует ЛП в перпендикулярном направлении (рис. 2, а). После отклонения ЛП акустооптическим дефлектором, его эллиптичность восстанавливается аксиальными линзами Л3, Л4, Л5, Л6, образующими выходную телескопическую систему, причем Л4 и Л5 составляют объектив О с фокусным расстоянием $F' = F_4 F_5 / (F_4 + F_5 - l)$, где l – расстояние между Л4 и Л5 по оптической оси. Сферическая линза Л6 преобразует угловое смещение ЛП на выходе телескопа в пространственное, параллельно самому себе. Лазерный пучок, дифрагированный АОД, образует с оптической осью системы линз Л3...Л6 угол $\Theta_y - \Theta_{0y}$, где угол Θ_{0y} – угол по координате Y – образованный лазерным пучком, падающим на АОД, и оптической осью линз Л3...Л6. Фокальные плоскости Л3, объектива О и Л6 совмещены. Воспользовавшись матричными представлениями [7], можно показать, что система линз Л3...Л6 эквивалентна одному объективу с фокусным расстоянием

$$F'' = F_3 F_6 / F', \quad (1)$$

где F_3 и F_4 – фокусные расстояния линз Л3 и Л6. Линейный размер перемещения лазерного пучка в пределах угла $\Theta_y - \Theta_{0y}$, обеспечиваемый АОД совместно с выходной телескопической системой, будет равен

$$Y = F'' (\Theta_y - \Theta_{0y}) = F'' \left(\frac{\lambda f_x}{V} - \Theta_{0y} \right). \quad (2)$$

Размер раstra дефлектора A_y по координате Y, учитывая соотношение (2) будет определяться по формуле

$$A_y = F'' \lambda \Delta f / V, \quad (3)$$

где Δf – диапазон частот управляющего радиосигнала АОД.

Перетяжка ЛП с гауссовым распределением интенсивности и плоским фронтом проектируется коллиматором К в переднюю фокальную плоскость линзы Л3 с линейным увеличением k . Система линз Л3...Л6 фокусирует лазерный пучок в заднюю фокальную плоскость линзы Л6. В соответствии с [7] можно утверждать, что в задней фокальной плоскости линзы Л6 лазерный пучок имеет плоский фронт и радиус перетяжки $\omega_0 = \lambda F'' / (\pi k W)$, где W – радиус перетяжки ЛП в передней фокальной плоскости коллиматора К. Очевидно выполнение равенства $d \geq 2\omega_0$, где d – расстояние между записываемыми дорожками. Откуда коэффициент расширения коллиматором К определяется по формуле

$$k = 2\lambda F'' / (\pi dW). \quad (4)$$

Стабильность и точность позиционирования

Допустимая погрешность позиционирования оптических систем с побитовой записью информации составляет величину менее $1/10$ расстояния между дорожками записи [8], т. е.

$$\delta y \leq A_y / [10(N - 1)], \quad (5)$$

где N – число дорожек по координате Y . Как видно из выражения (2), погрешность позиционирования зависит от неточности F'' оптической системы, временной нестабильности частоты f_y управляющего радиосигнала, от изменения скорости V акустической волны в СЗП, обусловленного влиянием температуры, изменения угла Θ_{0y} лазерного пучка вследствие его угловой нестабильности. Суммарная погрешность δY будет определяться полным дифференциалом от равенства (2) по переменным F'' , f_y , Θ_{0y} , T , где T – температура СЗП АОД. Заменяя дифференциалы конечными приращениями, получим:

$$\delta Y = \left(\frac{\lambda f_y}{V} - \Theta_{0y} \right) \delta F'' + \frac{F'' \lambda}{V} \delta f_y - \frac{F'' \lambda f_y \gamma}{V} T + F'' \delta \Theta_{0y}, \quad (6)$$

где $\delta F''$ – погрешность установки F'' ; δf_y и δT – нестабильность частоты управляющего радиосигнала и температуры соответственно; $\gamma = dV / dT$ – температурный коэффициент скорости акустической волны в СЗП АОД; $\delta \Theta_{0y}$ – угловая нестабильность ЛП на выходе АОД. Величина $\delta \Theta_{0y}$ связана с угловой нестабильностью $\delta \Theta_L$ излучения лазера соотношением вида $\delta \Theta_{0y} = \delta \Theta_L / k$. Из формулы (6) видно, что δY максимально для крайних позиций в случае, когда f_{yk} – максимальное значение частоты управляющего радиосигнала, так что $f_y = f_{yk}$, а величина $(\lambda f_{yk} / V) - \Theta_{0y} = \lambda \Delta f / V$. Предельно допустимую неточность $\delta F'' / F''$ найдем из следующих соображений. Пусть $\delta f_y = 0$, $\delta \Theta_{0y} = 0$, $\delta T = 0$, подставим их в выражение (6). Затем в формуле (5) заменим A_y его значением из формулы (3). Результат преобразований получим в виде выражения

$$\delta F'' / F'' = 2 / [10(N - 1)]. \quad (7)$$

Аналогично, найдем предельно допустимые значения величин

$$\delta f_y \leq \Delta f / [10(N - 1) f_{yk} \gamma], \quad (8)$$

$$\delta T \leq \Delta f / [10(N - 1) f_{yk} \gamma], \quad (9)$$

$$\delta \Theta_{0y} \leq \frac{\delta \Theta_L}{k} \leq \lambda \Delta f / [10(N - 1) V]. \quad (10)$$

Акустооптические дефлекторы на кристаллах парателлуриата (TeO_2)

Акустооптические материалы, представляющие интерес для реализации акустооптических устройств, были показаны в [11]. Там же подчеркивалась значимость оптически активного TeO_2 , так как рассеяние света в нем вызывает своеобразные изменения обычной геометрии рассеивания, что позволяет более чем на порядок увеличить угол отклонения пучка в пространстве по сравнению с материалами, на которых возможна только изотропная дифракция. Физика явления была рассмотрена в [10]. Физические основы реализации АОД дефлекторов на основе анизотропной дифракции света, получивших техническое название акустооптических дефлекторов неаксиального типа, изложены в [9, 11].

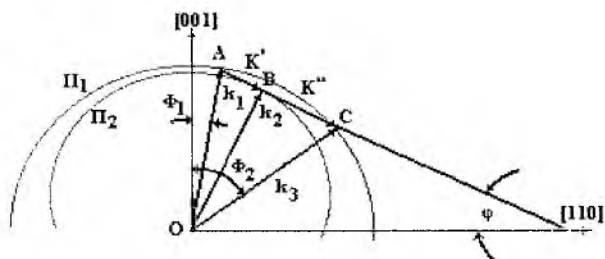


Рис. 3

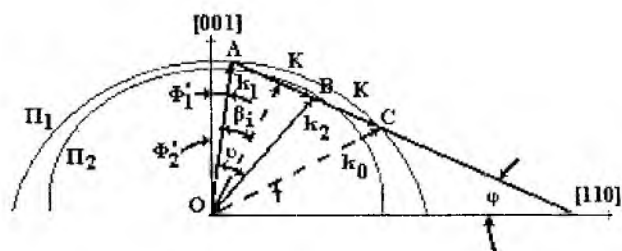


Рис. 4

Геометрия акустооптического взаимодействия (АОВ) в СЗП акустооптического deflectора неаксиального типа показана на рис. 3, где $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_3$ – волновые вектора (возможные) лазерного излучения падающего на область АОВ в СЗП, а также $\mathbf{k}_2$ – волновой вектор дифрагированного ЛП; Π_1 и Π_2 – сечения поверхностей волновых векторов падающего и дифрагированного ЛП, плоскостью, перпендикулярной кристаллографическому направлению $[001]$ в TeO_2 ; $\mathbf{K}'$ и $\mathbf{K}''$ – волновые вектора акустической волны. Модулями волновых векторов $|\mathbf{k}_1| = 2\pi n_1(\Phi)/\lambda$ и $|\mathbf{k}_2| = 2\pi n_2(\Phi)/\lambda$, где λ – длина волны лазерного излучения, определяется форма кривых Π_1 и Π_2 ; $n_1(\Phi)$ и $n_2(\Phi)$ – показатели преломления для излучения лазера двух ортогональных поляризаций, распространяющегося под углом Φ к оптической оси парателлурита. Прямая AC проведена по касательной к кривой Π_2 и совпадает с векторами $\mathbf{K}'$ и $\mathbf{K}''$, причем эти векторы образуют угол φ с осью $[110]$ кристалла. Выполнение условия Брэгга гарантирует закон сохранения импульса $\mathbf{k}_1 + \mathbf{K}' = \mathbf{k}_2$, $\mathbf{k}_2 + \mathbf{K}'' = \mathbf{k}_3$. Из рис. видно, что минимальное рассогласование векторов акустической волны и дифрагированного ЛП будет в точке B , прямой AC кривой Π_2 . Очевидно, что вследствие этого имеются два возможных направления волнового вектора падающего света под углами Φ_1 и Φ_2 к оптической оси, которым соответствуют две средние частоты акустической волны f_{cp}' и f_{cp}'' . Рассматривая геометрию АОВ (рис. 4), можно

прийти к выводу, что при падении лазерного пучка под углом Φ_1' к оптической оси и условии $\Phi_1' < \Phi_1$, прямая AC , проведенная между концом вектора $\mathbf{k}_1$ под углом φ к оси $[110]$, пересечет кривую Π_2 в двух точках.

С точки зрения физики взаимодействия [10] это означает, что в полосе частот АОВ будет выполняться условие Брэгга на двух частотах, вследствие чего возможно расширение оптической полосы дифракции. Усиление неравенства $\Phi_1' \ll \Phi_1$ приводит к ситуации, что можно выбрать такой угол падения Φ_0 и частоту акустической волны f_0 , что волновой вектор акустической волны, направленный из т. A будет падать в точку B на кривой Π_2 и вторично отложенный из точки B , попадает в точку C на кривой Π_1 . Этим и объясняется возможность появления повторной дифракции ЛП во второй порядок.

Расчет геометрии АОВ состоит в определении углов падения лазерного пучка Φ_1 и Φ_2 по двум возможным направлениям, а также двух частот f_{cp}' и f_{cp}'' и частоты f_0 , соответствующей перекачке энергии лазерного излучения во второй порядок дифракции.

Для двух ортогональных поляризаций лазерного излучения под углом Φ к оптической оси кристалла его показатели преломления рассчитываем по формуле [11]

$$n_1(\Phi) = \frac{n_{10}(\Phi)}{\sqrt{1 - n_{10}^2(\Phi)\rho(\Phi)G_{33}}}, \quad (11)$$

$$n_2(\Phi) = \frac{n_0(\Phi)}{\sqrt{1 + n_0^2(\Phi)\rho(\Phi)G_{33}}}, \quad (12)$$

где $n_{10}^2 = n_e^2 n_0^2 / (n_e^2 \cos^2 \Phi + n_0^2 \sin^2 \Phi)$ – показатель преломления необыкновенного луча под углом Φ к оптической оси кристалла; $\rho(\Phi) = [(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_{10}^2})^{1/2} - (\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_{10}^2} 0)] / 2G_{33}$ – эллиптичность лазерного пучка; $G_{33} = \psi \lambda / (\pi n_0^2)$ – компонент тензора по оси гирации [001]; n_0, n_e – показатели преломления кристалла для обыкновенного и необыкновенного пучков под углом 90° к оптической оси; ψ – удельное вращение плоскости поляризации света кристаллом по оптической оси. Используя полярные координаты, уравнение АС, касательной к кривой Π_2 (см. рис. 3) запишем в виде

$$\Pi = \frac{2\pi n_2(\varphi)}{\lambda \cos(\Phi - \varphi)},$$

где Π – модуль радиус-вектора точки на прямой АС; Φ – полярный угол отсчитываемый от оси [001] этой точки. Углы пересечения А и С (см. рис. 3) найдем, решая уравнение

$$n_1(\Phi) = \frac{n_2(\varphi)}{\cos(\Phi - \varphi)}. \quad (13)$$

Решая уравнение (13) методом последовательных приближений, для двух найденных Φ_1 и Φ_2 расчет двух средних частот f_{cp}' и f_{cp}'' проводим по формулам

$$f_{cp}' = V n_2(\varphi) \operatorname{tg}(\Phi - \Phi_1) \cong V n_0(\Phi - \Phi_1),$$

$$f_{cp}'' = V n_2(\varphi) \operatorname{tg}(\Phi_2 - \varphi) \cong V n_0(\Phi_2 - \varphi).$$

Расчет частоты f_0 проведем в следующей последовательности. Запишем уравнение прямой АС (рис. 4) в виде

$$\Pi = \frac{n_1(\Phi_1') \cos(\varphi - \Phi_1')}{\cos(\varphi - \Phi)},$$

где Φ – текущий полярный угол на прямой; Φ_1' – угол падения лазерного пучка на область АОВ. Изменяя величину Φ_1' от Φ_1 , найдем точки пересечения В и С с кривыми Π_1 и Π_2 . При совпадении величин отрезков АВ и ВС зафиксируем угол $\Phi_1 = \Phi_0$, а также полярный угол пересечения точки В, равный Φ_B . Тогда f_0 найдем из выражения

$$f_0 = \frac{V \sqrt{n_1^2(\Phi_0) + n_2^2(\Phi_B) - 2n_1(\Phi_0)n_2(\Phi_B)\cos(\Phi_B - \Phi_0)}}{\lambda}.$$

Численные расчеты показывают, что при длине волны лазерного излучения $\lambda = 0,63$ мкм и соответствующим ей $n_e = 2,412$, $n_0 = 2,260$, $\psi = 86,9$ [9] получаются следующие значения $\Phi_1 = 4,4^\circ$, $\Phi_2 = 9,2^\circ$, $f_{cp}' = 64,5$ МГц, $f_{cp}'' = 130$ МГц, $f_0 = 103$ МГц. На длине волны $\lambda = 0,51$ мкм, показатели преломления равны соответственно $n_e = 2,473$, $n_0 = 2,311$ [9], удельное вращение плоскости поляризации $\psi = 156,5$, соответственно $\Phi_1 = 4,4^\circ$, $\Phi_2 = 9,3^\circ$, $f_{cp}' = 83,7$ МГц, $f_{cp}'' = 169$ МГц, $f_0 = 133,5$ МГц. Скорость акустической волны принята равной $V = 650$ м/с, угол $\Phi_0 = 6^\circ$.

Анализ полученных результатов показывает, что при выборе f_{cp}' или f_{cp}'' необходимо учитывать, что полоса частот пьезопреобразователя растет пропорционально средней частоте диапазона управляющих радиосигналов, однако при этом коэффициент затухания акустической волны в СЗП возрастает пропорционально квадрату частоты [11]. Отсюда следует, что обеспечение большой полосы частот управляющих радиосигналов сдерживается необходимостью учета затухания акустической волны по апертуре АОД. Воспользовавшись значением затухания 285 дБ/(см · ГГц²) по данным рабо-

ты [9], на $\lambda = 0,51$ мкм, предпочтительно на $f_{cp}' = 84$ МГц, падение ЛП на область АОВ под углом $\Phi_1 = 4,3^\circ$. Для АОД работающего с ЛП на $\lambda = 0,63$ мкм, предпочтительно $f_{cp}'' = 130$ МГц, $\Phi_2 = 9,3^\circ$.

Учитывая изложенное, методика расчета частотных границ акустооптического взаимодействия для АОД на TeO_2 неаксиальной геометрии, по-видимому, должна включать следующее. Угол β_i между падающим лазерным пучком и перпендикуляром к вектору $\mathbf{K}$ (см. рис. 4) при сканировании изменяется в соответствии с выражением

$$\beta_i \cong \frac{\lambda f \{1 + V^2 [n_1^2(\Phi_1') - n_2^2(\Phi_2')]/(\lambda^2 f^2)\}}{2n_1(\Phi_1')V} \quad (14)$$

Сделаем допущение, что

$$\Phi_2 \cong \Phi_1' + \lambda f / (n_0 V). \quad (15)$$

Изменение угла β_i с частотой f сопровождается изменением направления вектора акустической волны, на которой происходит дифракция на данной частоте. Угловой спектр акустического пучка, излучаемый пьезопреобразователем размером L_n , определяем из выражения [9]:

$$A(\Delta\beta) = \frac{\sin(L_n \Delta\beta f / V)}{L_n \Delta\beta f / V}. \quad (16)$$

Сделав допущение, что амплитуда акустической волны распространяется под углом $\Delta\beta$ относительно центрального положения акустического пучка $A(\Delta\beta) = 0,8$, то в соответствии с выражением (16) найдем

$$\Delta\beta = \pm \frac{1,13V}{L_n f}. \quad (17)$$

Очевидно, что полосе частот дифракции соответствуют частоты, для которых выполняется условие $\beta_{i0} - \Delta\beta \leq \beta_i \leq \beta_{i0} + \Delta\beta$, где $\beta_i = \beta_{i0} = \varphi - \Phi_1'$ – угол центрального направления акустического пучка в СЗП.

Зависимость вида $\beta_i = \zeta(f)$ представлена на рис. 5, которая построена в соответствии с уравнением (14), а также данных уравнений (15), (11), (12) на длине волны лазера $\lambda = 0,51$ мкм, $\Phi_1' = 4,3^\circ$, уровень β_{i0} соответствует $1,68^\circ$. На графике видно, что он пересекает кривую β_i в двух точках. По-видимому, это обусловлено тем, что угол $\Phi_1' = 4,3^\circ$, меньше рекомендованного выше. Для случая $L_n = 2,5$ мм. на этом же рисунке приведены зависимости $\beta_{i0} - \Delta\beta$, $\beta_{i0} + \Delta\beta$. Область кривой β_i , заключенная между $\beta_{i0} - \Delta\beta$ и $\beta_{i0} + \Delta\beta$, соответствует оптической полосе, в которой возможна дифракция ЛП на акустической волне.

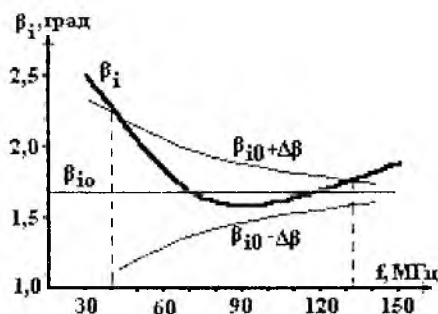


Рис. 5

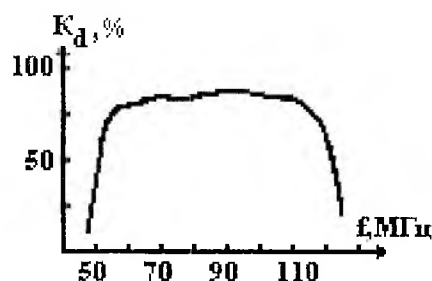


Рис. 6

Экспериментальное исследование акустооптического дефлектора

Размеры светозвукопровода, созданного АОД, составляют $10 \times 10 \times 20$ мм. Поверхность СЗП длиной 20 мм перпендикулярна кристаллографическому направлению $[001]$. Поверхность, на которую крепился пьезопреобразователь перпендикулярна направлению $[110]$ и составляет угол 6° с направлением $[001]$. Точность ориентировки кристаллографических направлений $\pm 5'$. В качестве пьезопреобразователя использовалась пластина ниобата лития ($LiNbO_3$) X-среза. Волновой вектор акустической волны был направлен под углом 6° к оси $[110]$, а поляризация сдвиговой акустической волны совпадала с направлением $[1\bar{1}0]$. Крепление пьезопреобразователя к СЗП осуществлялось по методике и на установке, описанной в [12]. В качестве акустической нагрузки для обеспечения бегущей акустической волны использовался висмутовый сплав (50 % Bi, 50 % In). Угол падения лазерного пучка на область АОВ к оптической оси кристалла составляет $4,4^\circ$, длина волны лазерного излучения $\lambda = 0,51$ мкм. Резонансная частота пьезопреобразователя равна 85 МГц, размер длины взаимодействия $L_n = 2,5$ мм. Учитывая, что коэффициент акустооптической добротности парателлурита $M_2 = 800 \cdot 10^{-18}$ с/г, а также малая скорость акустической волны $V = 650$ м/с, формировалась квадратная световая апертура. Для этого размер Н пьезопреобразователя в направлении, перпендикулярном направлению распространения света, выбирался из соотношения $H = \tau V$, где τ – заданное быстродействие АОД. При $\tau = 10$ мкс размер $H = 6,5$ мм. Расчет электрической согласующей цепи был проведен в соответствии с работой [13]. Электрооптическая частотная характеристика (ЭОЧХ) дефлектора показана на рис. 6. Уровень неравномерности ЭОЧХ $\Delta_n \leq 3$ дБ. Электрооптическая эффективность АОД равна 80 %, при этом полоса частот по уровню 0,9 от максимального значения составляет 40 МГц, электрическая мощность радиосигнала управления $P = 0,42$ Вт (при расчетной 0,18 Вт). Разрешение АОД составляет, при быстродействии $\tau = 10$ мкс, $40 \text{ МГц} \cdot 10 \text{ мкс} = 400$ точек по критерию Рэля. Результаты получены на длине волны лазера $\lambda = 0,51$ мкм, у которого пучок расширен до 6,5 мм.



Рис. 7

Таким образом, учитывая изложенное, необходимо отметить следующее. Выбор параметров оптической системы узла дефлектора при заданном количестве дорожек записи и расстоянии между ними, а также известных параметрах АОД, полосы частот управляющего радиосигнала Δf и V – скорости акустической волны в светозвукопроводе АОД состоит в следующем: находится величина F'' системы линз ЛЗ... Л6, при этом выбор фокусных расстояний ЛЗ и Л6 и объектива О осуществляют в соответствии с формулой (1), по данным радиуса перетяжки ЛП и заданному расстоянию между дорожками, коэффициент расширения ЛП определяется согласно равенству (4).

Погрешность позиционирования ЛП при записи с помощью АОД предлагается оценивать в соответствии с формулами (7)...(10).

Приведены соображения по выбору геометрии акустооптического взаимодействия для реализации акустооптического дефлектора на основе аномальной дифракции света на акустических волнах в оптически активном монокристалле парателлурита.

Изложена методика расчета определения характерных частот f_{cp}' и f_{cp}'' , частоты вырождения f_0 , а также соответствующим им углов Φ_1 , Φ_2 и Φ_0 в случае аномальной дифракции света на акустических волнах в монокристалле парателлурита.

Сообщаются результаты исследования акустооптического дефлектора неаксиальной симметрии на основе оптически активного монокристалла парателлурита, имеющего быстродействие 10 мкс, и разрешение 400 точек (по критерию Рэлея).

В заключение автор приносит благодарность проф., док. техн. наук В.В. Клюдзину (Академия аэрокосмического приборостроения, г. Санкт-Петербург), за консультативно – методического помощь и гл. науч. сотр., док. физ.-мат. наук В.Г. Плотноченко (Институт общей физики РАН, г. Москва) за представленные образцы монокристаллов парателлурита и помощь технологического характера.

Список литературы: 1. *Оптико-механические запоминающие устройства* / Петров В.В., Крючин А.А., Токарь А.П., Шанойло С.М., Сандул В.Я. К.: Наукова думка, 1992. 152 с. 2. *Andersen L.K. Application of holographic optical techniques to bulk memory* // IEEE Trans. Magh. 1971. №3. P.601–605. 3. *Петров В.В.* Доклад на общем собрании АН УССР. // Вісник АН УССР. 1989. №3. С.65–67. 4. *Вуль В.А.* Оптические запоминающие устройства. Л.: Энергия. 1979. 184 с. 5. *Колесніков М.Ю.* Способи та засоби підвищення швидкодії оптичних запам'ятовуючих пристроїв: Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук / Інститут проблем реєстрації інформації. К., 1996. 6. *Данилов В.В.* Акустооптичні пристрої управління лазерним пучком систем оптикоелектронної обробки радіосигналів // Радіотехніка. 1999. № 111. С.136–142. 7. *Джерард А., Берч Дж. М.* Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 8. *Петров В.В., Токар О.П.* Прозірливість запису інформації в оптичних ЗП. // Доповіді АН УРСР. 1973. №9. С. 12–18. 9. *Клюдзин В.В.* Физические основы построения акустооптических устройств. Л.: Изд-во Ленинградского электротехнического института, 1980. 75 с. 10. *Леманов В.В., Шакин О.В.* Рассеяние света на упругих волнах в одноосных кристаллах. // Физика твердого тела. 1972 Том 14. Вып. №1. С.229–236. 11. *Данилов В.В.* Материалы и технология реализации акустооптических устройств // Материалы VI международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь. 1996. С. 452–455. 12. *Данилов В.В.* Установка диффузионной термокомпрессионной сварки. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 1999. № 5–6. С.52–56. 13. *Данилов В.В.* Акустооптический модулятор // Радіотехніка. Всеукраїнський науково-технічний збірник. 1999. №111. С.136–142.

Донецкий государственный университет

Поступила в редколлегию 18.04.2000

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФИЗИОЛОГИЧЕСКОЙ ОПТИКИ – НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ В СОЗДАНИИ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ

Введение

Биологическая эволюция, миллионами лет трудившаяся над созданием организмов, наилучшим образом приспособленных к жизни на нашей планете, предоставила в распоряжение современных ученых неисчерпаемый источник остроумных технических решений, которые могут быть успешно использованы при создании различных информационных систем. Объединение усилий ученых, конструкторов и техников в рамках бионики уже принесло немало полезных плодов. Тем не менее полученные знания о функциональном строении живых существ не получают должного осмысления с точки зрения современной физики и остаются невостребованными со стороны проектировщиков технических систем. В то же время перед разработчиками новой техники зачастую ставится та же задача, которую эволюция ставила перед живыми организмами, – получение и обработка информации.

Очередной всплеск интереса к процессу зрительного восприятия возник в середине 70-х годов у проектировщиков промышленных самообучающихся роботов в связи с проблемой распознавания образов [1]. Для решения этой задачи были использованы результаты нейрофизиологических исследований обработки поступившей в мозг высших животных зрительной информации. С другой стороны, современные физические теории оказались полезными при создании нейрофизиологической модели зрительного восприятия. В настоящее время общепризнанной является голографическая гипотеза [2], согласно которой в зрительном тракте высших животных происходит разложение изображений в ряд Фурье с последующим кусочным Фурье-анализом, осуществляемым рецептивными полями зрительной коры. Такая квазиголографическая модель обработки зрительных стимулов не только нашла свое подтверждение в экспериментальных исследованиях и в практической работе офтальмологов [2–4], но и сняла актуальный когда-то в психологии вопрос о "спрятанном" в мозге гоминкуле, якобы разглядывающем сделанные глазом "фотографии" окружающего мира [5]. Однако глаз по-прежнему рассматривается как некий аналог фотоаппарата, несовершенство которого вынужден исправлять мозг. Исходя из таких представлений, складывается впечатление, что к мозгу – совершеннейшему нейрокомпьютеру – в качестве входного устройства был подсоединен третьесортный оптический прибор. Такие представления связаны с тем, что функциональное устройство мозга с самого начала изучалось с позиций новейших достижений современной нам науки, в то время как оптическое устройство глаза было в целом изучено еще в средние века и затем, к сожалению, стало считаться уже пройденным этапом. Не следует, однако, забывать, что зрительный тракт высших животных представляет собой природную оптоэлектронную информационную систему, обладающую целым рядом уникальных свойств.

Современные физиологи утверждают, что по своему эмбриональному происхождению глаз высших животных является частью мозга, вынесенной на периферию [6]. Он развивается из той же нервной эмбриональной ткани, что и центральная нервная система, и на протяжении всей жизни биологического организма функционирует в теснейшей взаимосвязи с различными областями мозга. Поэтому, во-первых, уровни функционального совершенства глаза и мозга должны быть идентичны, а, во-вторых, их совместная работа должна быть основана на единых принципах, в частности, на принципах квазиголографической регистрации и обработки информации [2]. В этой связи целью настоящей работы является рассмотрение оптической системы глаза на разных уровнях его функциональной организации с точки зрения голографической модели зрительного восприятия, а также определение путей использования голографической модели физиологической оптики для создания различного типа информационных систем.

Оптические свойства сетчатки инвертированного глаза

Характерной особенностью камерного глаза высших животных является его инвертированность. Инвертированными называются глаза, в которых светоощущающие концевые аппараты фоторецепторных клеток повернуты от света [6]. В этом случае свет прежде чем достичь светочувствительной среды проходит через несколько слоев нервных волокон сетчатки. Такое строение глаза кажется нелогичным, если рассматривать глаз как фотоаппарат, а сетчатку – как фотопленку. Заметим, что у беспозвоночных конвертированный камерный глаз устроен с этой точки зрения нормально: в нем светочувствительный слой наружных сегментов повернут к свету и никакими иными слоями не экра-

нируется. Однако с точки зрения голографической модели физиологической оптики именно "нелогичное" строение инвертированного глаза обеспечивает возможность получения на сетчатке динамических голограмм в белом свете.

В области желтого пятна (макуле), которое является областью наилучшего видения, нервные волокна располагаются параллельно главному дну, расходясь радиально от центральной ямки к периферии макулы. Так как диаметр нервного волокна составляет около 1 мкм, а желтое пятно сетчатки представляет собой овал размером 0,8×2 мм, то близко расположенные нервные волокна в этой области можно с большой степенью точности считать параллельными друг другу. Как известно [7], такая система тонких цилиндрических параллельных волокон обладает форм-двулучепреломлением, являясь положительным одноосным квазикристаллом, оптическая ось которого параллельна оси волокон. Факт наличия форм-двулучепреломления слоя нервных волокон сетчатки не только подтвержден экспериментальными наблюдениями, но и используется в офтальмологии для диагностики различных заболеваний при наблюдении глазного дна в скрещенных поляризаторах [8–11].

Столбы фоторецепторных дисков, расположенные в наружных сегментах палочек и колбочек, являются вторым биологическим квазикристаллом, содержащимся в сетчатке. Фоторецепторные диски представляют собой специализированные мембранные структуры, содержащие молекулы светочувствительных пигментов: родопсина в палочках и три вида иодопсинов в колбочках. Под электронным микроскопом видно, что фоторецепторные диски – это расположенные параллельно друг другу тонкие пластинки толщиной по 15 нм, разделенные между собой равными промежутками, составляющими также около 15 нм (рис. 1) [12, 13]. В наружных сегментах фоторецепторов цитоплазма, заполняющая

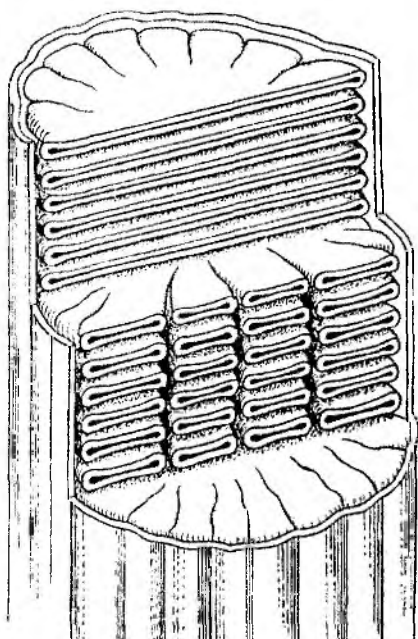


Рис. 1

промежутки между дисками, является изотропной жидкостью. В темноте дисковые мембраны представляют собой двумерный положительный квазикристалл вследствие упорядоченного расположения в них молекул родопсина или иодопсина [14, 15]. На свету эта упорядоченность теряется из-за того, что молекулы светочувствительных пигментов вступают в серию сложных фотохимических реакций [12]. При этом дисковые мембраны становятся изотропной средой, и система тонких параллельных дисков становится одноосным отрицательным квазикристаллом, оптическая ось которого располагается перпендикулярно плоскости дисков [7] (для сетчатки это означает, что она будет перпендикулярна главному дну). Было экспериментально подтверждено [16], что обесцвечивание (утрата цвета при освещении) зрительного пигмента приводит к уменьшению положительного двулучепреломления квазикристаллической репетки дисковых мембран и, следовательно, к увеличению вклада отрицательного форм-двулучепреломления слоистой структуры в общее двулучепреломление палочки в целом.

Таким образом, макулярная область сетчатки представляет собой систему из нескольких одноосных биологических квазикристаллов со скрещенными оптическими осями, что приводит к расщеплению естественного неполяризованного света на

две пары поляризованных лучей (два обыкновенных и два необыкновенных), которые способны попарно интерферировать. При этом интерференционная картина фиксируется светочувствительными пигментами, заполняющими фоторецепторные диски. Благодаря фотохимическим свойствам этих пигментов процесс записи-считывания интерференционной картины происходит в реальном времени, что характерно для динамической голографии.

К сожалению, в литературе отсутствуют данные об экспериментальных исследованиях динамических свойств среды, содержащей родопсин или иодопсин. В то же время в последние годы очень активно исследовался аналог зрительного родопсина – бактериородопсин и созданные на его основе фотохромные пленки "Биохром-БР" [17, 18]. Главное отличие бактериородопсина от зрительного родопсина заключается в том, что обесцвечивание бактериородопсина является обратимым процессом. В остальном их фотохимические преобразования совершенно аналогичны. Так как в живом глазу "необратимость" обесцвеченного родопсина компенсируется его постоянной заменой на непрерывно синтезируемые свежие молекулы, то наружные сегменты фоторецепторов также являются средой, пригодной для регистрации динамических голограмм.

Условия формирования голограмм на сетчатке

Следует еще раз подчеркнуть, что наружные сегменты фоторецепторов представляют собой не только активную динамическую регистрирующую среду, в которой изменение показателя преломления под действием света происходит практически мгновенно, но и оптически анизотропную среду. Как известно [19], в такой среде при выполнении определенных условий становится возможной анизотропная самодифракция двух пучков. Одним из интереснейших свойств такой самодифракции является обращение волнового фронта исходной сигнальной волны. Это открывает возможность для научного объяснения некоторых экспериментально наблюдаемых феноменов, в частности, фиксирования на фотошленку имеющих в мозгу "мыслобразов" (например, возникающих у шизофреников галлюцинаций [20] либо образов, "производимых" здоровыми людьми путем мысленного сосредоточения на каком-либо предмете [21]).

Для оценки возможности возникновения динамических голограмм в наружных сегментах фоторецепторов нами была построена математическая модель процесса распространения света в анизотропных слоях сетчатки, основанная на последовательном применении прямых методов тензорного исчисления [22, 23]. В результате проведенного компьютерного моделирования была доказана принципиальная возможность интерференции двух пар возникающих в сетчатке лучей. Были получены графики интенсивности интерференционных полос сетчаточных голограмм для пары обыкновенных лучей и пары необыкновенных в зависимости от угла падения φ начального луча на сетчатку и от угла поворота α плоскости падения относительно оптической оси слоя нервных волокон, которые представлены на рис. 2. Поскольку, как было сказано выше, нервные волокна в макулярной области расходятся радиально от ее центра к периферии, то при фиксированном положении плоскости падения света для каждого локального участка макулы будет наблюдаться определенное локальное значение угла α .

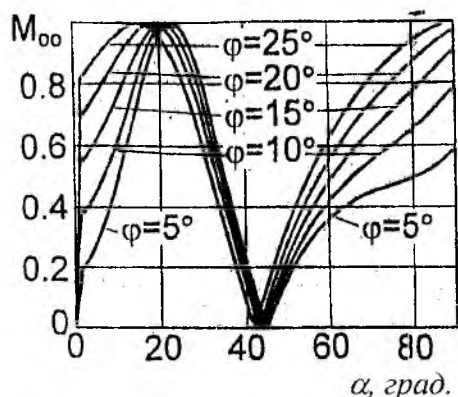


Рис. 2

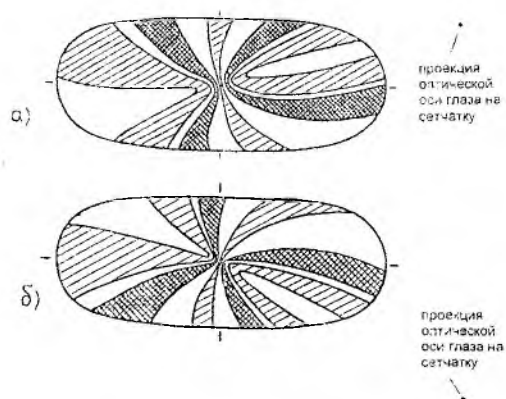


Рис. 3

Следует отметить, что анатомическое строение человеческого глаза обуславливает несовпадение его оптической оси со зрительной осью (прямой, проходящей от середины макулы к узловой точке глаза). Между этими двумя осями всегда существует некоторый угол, приблизительно равный 5° [6, 24], из-за чего точка проекции оптической оси глаза на сетчатку отстоит от центра макулы на 1,5 мм и, таким образом, располагается за ее пределами. В литературе нет объяснений такой "аномалии" в строении глаза, в результате которой лучи от фиксируемого предмета падают на преломляющие поверхности глаза всегда несколько сбоку и возникает явление так называемого астигматизма косого падения [6]. Однако с точки зрения голографической модели физиологической оптики такое расположение оптической оси является просто необходимым, так как при нормальном ($\varphi = 0$) падении естественный неполяризованный свет не расщеплялся бы слоем нервных волокон на обыкновенный и необыкновенный лучи, и возникновение динамических голограмм в сетчатке было бы невозможным.

Для определенного положения оптической оси каждой точке желтого пятна будет соответствовать определенное сочетание величин углов φ и α . Как следует из графиков (см. рис. 2), существуют такие сочетания углов φ и α , при которых видимость интерференционных полос достигает максимального значения ($M = 1$), а также такие, при которых соответствующая пара лучей интерферировать вообще не будет ($M = 0$). Это означает, что при фиксированном положении оптической оси в желтом пятне образуются области, в которых реализуется либо не реализуется голографический про-

цесс. Однако в живом глазу положение оптической оси не является строго фиксированным, а зависит от степени аккомодации [6, 24]. Если смотреть вдаль, то ось располагается выше, а при разглядывании близко расположенных предметов – ниже некоторого среднего положения, что обусловлено различным натяжением поддерживающих хрусталик цинновых связок. На рис. 3 представлены распределения областей наилучшей и наихудшей видности интерференционных полос сетчаточных голограмм для двух физиологически обусловленных крайних положений оптической оси. Таким образом, фокусировке глаза на определенную глубину пространства соответствует своя, строго определенная макулярная картина распределения участков, работающих на запись динамических голограмм. Так как глаза при осмотре предметов находятся в постоянном движении, наличие "слепого" (в голографическом смысле) участков не означает потери информации об отдельных областях рассматриваемого пространства. К примеру, мы никогда не замечаем наличия в нашем глазу слепого пятна – области сетчатки диаметром около 1,8 мм, где полностью отсутствуют фоторецепторные клетки.

Известно, что отдельные области зрительной коры построены ретинотопически, т. е. возбуждению определенных областей сетчатки соответствуют определенные области активности нейронов головного мозга [2, 25]. Кроме того, для определенной области пространства существует специализированный участок нейронного модуля, селективно отвечающий при фиксированном положении взгляда на комбинацию данного направления и данного удаления [26, 27]. Выдвинутая нами гипотеза определения глубины пространства по характеру локализации сетчаточных голограмм позволяет объяснить данные о наличии восприятия глубины пространства в условиях монокулярного зрения, подтвержденные в многочисленных экспериментах [26, 28]. Сверх того, наша гипотеза наглядно показывает теснейшую связь аккомодационных механизмов глаза с функционированием определенных мозговых структур, "тренировка" которых может дать положительный эффект при коррекции близорукости и дальнозоркости [3].

Голографическая модель физиологической оптики

На основании имеющихся в литературе данных полагают, что входная оптическая система глаза (роговица, зрачок, хрусталик) формирует на сетчатке не изображения, а Фурье-образы наблюдаемых объектов [31]. Учитывая описанную выше способность сетчатки регистрировать формируемые в белом свете динамические голограммы, глаз в целом можно рассматривать как совокупность комплексных оптических процессоров, преобразующих оптический сигнал на входе глаза в комплексную оптическую голограмму Фурье, которая передается в зрительную кору мозга для дальнейшей обработки.

Преобразование световой энергии в энергию идущих в мозг электрических импульсов происходит в фоторецепторных клетках сетчатки, содержащих светочувствительные пигменты. При попадании кванта света в молекулу светочувствительного пигмента, входящий в ее состав ретиналь фотоизомеризуется, что приводит к пространственной перестройке белковой глобулы пигмента [12]. Это в свою очередь ведет к запуску каскада фотохимических процессов, обеспечивающих возникновение электрического потенциала (так называемого рецепторного потенциала) на наружной мембране фоторецепторной клетки. Следует отметить, что в ходе такого преобразования светового сигнала в электрический происходит его усиление, т. е. количество энергии на выходе фоторецептора значительно превышает энергию поглощенных этим рецептором фотонов. Зависимость между амплитудой рецепторного потенциала и яркостью стимула, подаваемого на вход фоторецептора, называется рецепторной функцией передачи. Эксперименты, проведенные *in vivo* на одиночных фоторецепторах сетчаток различных животных, показали логарифмический характер рецепторной функции передачи [30]. С этими данными согласуются результаты психологических экспериментов, а также измерения электроретинограммы глаза человека, которая представляет собой запись суммарной электрической активности сетчатки [2, 6, 30].

То обстоятельство, что фоторецепторные клетки сетчатки обладают не квадратичной, а логарифмической детекторной характеристикой, является положительным качеством с точки зрения голографической модели физиологической оптики, поскольку позволяет использовать нелинейную обработку – кепстральный анализ – для улучшения качества восстановленных изображений и распознавания образов [32, 33].

Как известно, волновой фронт (u_D) в задней фокальной плоскости фокусирующей оптической системы глаза представляет собой двумерное преобразование Фурье от исходного волнового фронта (u_D) в том случае, когда исходный волновой фронт располагается в передней фокальной плоскости. При произвольном расстоянии от входной оптической системы глаза до наблюдаемого объекта распределение амплитуды рассеянной волны в фокальной плоскости отличается от точного выражения

для преобразования Фурье квадратичным фазовым множителем, что в общем виде может быть выражено формулой [34]:

$$u_D(p, q) = \Phi(v, u) F(u_{SO}(x, y)), \quad (1)$$

где $\Phi(v, u)$ – квадратичный фазовый множитель, соответствующий сферической волне с фазовой модуляцией; $F(u_{SO}(x, y))$ – преобразование Фурье волнового фронта, рассеянного объектом; x, y – координаты в плоскости объекта; p, q – координаты точки, в которой определяется поле волны, прошедшей через входную оптическую систему глаза; v, u – координаты в плоскости сетчатки.

Поскольку фоторецепторы сетчатки выполняют логарифмическое преобразование падающей на них волны, то зарегистрированное ими поле можно записать в виде

$$u_R(\mu, \nu) = \log(F(u_{SO}(x, y))\Phi(v, u)). \quad (2)$$

В соответствии со свойствами логарифма это выражение преобразуется к виду

$$u_R(\mu, \nu) = \log(F(u_{SO}(x, y))) + \log(\Phi(v, u)). \quad (3)$$

Таким образом, голограмма в фоторецепторах сетчатки формируется в виде суммы двух комплексных амплитуд пространственно–частотного спектра Фурье объекта $\log(F(u_{SO}(x, y)))$ и суммарного распределения сферических волн, отраженных от различных точек объекта $\log(\Phi(v, u))$. Восстановление изображения по такой голограмме можно осуществить, рассчитав комплексный кепстр, который определяется как комплексное преобразование Фурье логарифма пространственно–частотного спектра входного сигнала [33]:

$$J(\xi, \eta) = F^{-1}(\log F(u_{SO}(x, y))). \quad (4)$$

Можно предположить, что в зрительной коре головного мозга производится комплексный кепстральный анализ восстановленного изображения, позволяющий избавиться от искажений, связанных с фазовыми квадратичными набегам и иными помехами, возникающими в зрительном тракте [32]

Рассматривая устройство сетчатки с точки зрения голографической модели физиологической оптики, следует отметить, что еще до поступления в мозг зрительные сигналы подвергаются обработке, направленной на согласование объема поступающей на фоторецепторы информации с возможностями идущего от сетчатки канала связи (зрительного нерва). Известно, что количество фоторецепторных клеток на несколько порядков превышает число образующих зрительный нерв аксонов ганглиозных клеток [6, 24, 25]. Тем не менее это обстоятельство существенным образом не сказывается на количестве поступающей в мозг информации. Было показано [35, 36], что в сохранении информации существенную роль играют не только межнейронные связи в слое нервных волокон сетчатки, но и характер пространственного распределения фоторецепторных клеток. Результаты компьютерного моделирования голографического процесса позволили сделать вывод, что закон распределения фоторецепторов в плоскости сетчатки является оптимальным для фиксации комплексной голограммы Фурье на матрице дискретных приемных элементов. Проведенное моделирование иллюзий зрения явилось еще одним подтверждением голографической природы зрения человека. Показано [37], что причиной возникновения наиболее распространенных иллюзий (иллюзии "иррадиации", краевого контраста, полосы Маха и т. д.) является неравномерное распределение элементов сетчатки (колбочек), регистрирующих комплексные голограммы Фурье наблюдаемых объектов.

Информационные системы, созданные на основе голографической физиологической оптики

Рассмотренные в данной статье особенности зрительной системы высших животных (возможность регистрации динамических голограмм в белом свете и обращения фронта объектной волны; монокулярное восприятие глубины пространства; анализ и обработка Фурье–спектров, а не изображений; логарифмическая детекторная характеристика приемников, упрощающая проведение кепстрального анализа получаемых Фурье–спектров; неравномерное распределение приемных элементов) могут быть успешно использованы при создании различных информационных систем. в частности, голографических телевизионных и локационных систем, систем распознавания образов, лазерной связи. Примером успешной реализации некоторых идей голографической оптики может служить разработанная в лаборатории радио– и оптической голографии Харьковского национального университета голографическая телевизионная система [38], схема которой представлена на рис.4, где введены

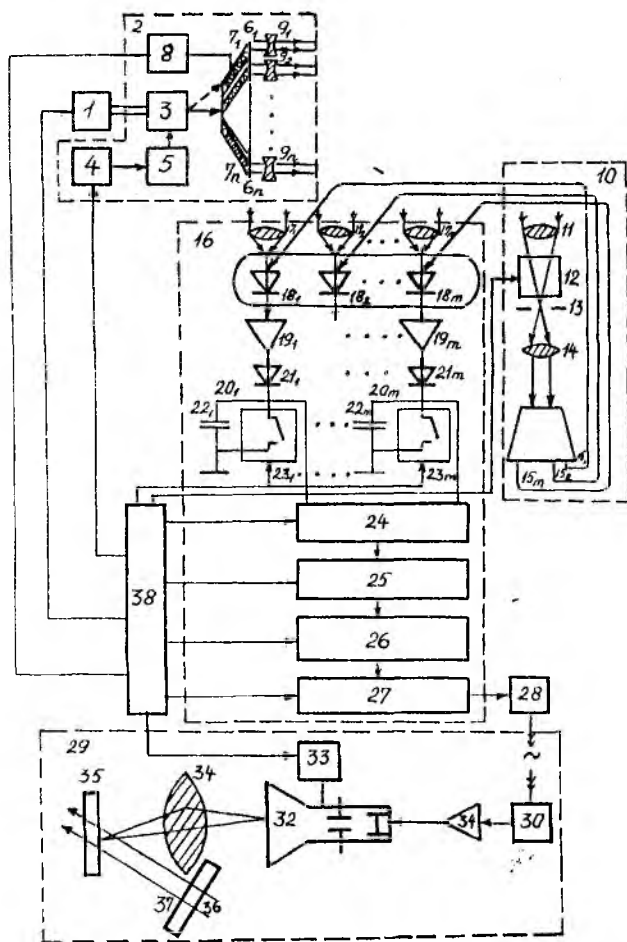


Рис. 4

следующие обозначения: 1 – лазер; 2 – предметный канал; 3 – акустооптический дефлектор; 4 – блок управления; 5 – генератор УВЧ; 6 – набор световодов; 7 – цилиндрические отражатели; 8 – блок накачки; 9 – микрообъективы; 10 – опорный канал; 11 – объектив; 12 – квантовый усилитель; 13 – пространственный фильтр; 14 – окуляр; 15 – световоды; 16 – блок формирования голограмм; 17 – микрообъективы; 18 – фотоприемники; 19 – усилители промежуточной частоты; 20 – пиковые детекторы; 21 – фотодиоды; 22 – конденсаторы; 23 – электронные ключи; 24 – аналоговые ключи; 25 – АЦП; 26 – динамическая память; 27 – ЦАП; 28 – передающее устройство; 29 – блок воспроизведения голограмм; 30 – радиоприемное устройство; 31 – усилитель; 32 – ЭЛТ; 33 – генератор развертки; 34 – объектив; 35 – фотохромное устройство; 36 – лазер; 37 – корректирующий голографический фильтр; 38 – синхронизатор.

Расположение приемных элементов голографического телевизионного устройства в соответствии с законом распределения фоторецепторов на сетчатке позволило существенно сократить объем избыточной информации в ТВ-голограммах и обеспечило возможность согласования объема передаваемой голографической информации с пропускной способностью стандартного телевизионного канала [39,

40]. Сочетание логарифмических фотодетекторов и полосовой пространственной фильтрации с характеристикой фильтра, аналогичной передаточной функции зрительной системы человека, позволило улучшить качество голографических изображений и подавлять сопутствующие шумы.

Яркостная структура ТВ-голограмм такова, что низкие пространственные частоты содержат 95 % энергии спектра, а на высокочастотные составляющие, создающие резкие линии и определяющие общую четкость изображения, приходится лишь 5 % энергии. Использование при регистрации ТВ-голограмм фильтра пространственных частот с характеристикой, аналогичной частотной передаточной функции зрительной системы, позволяет сохранить необходимые низкочастотные составляющие и достаточное количество высокочастотных. При этом сокращение объема избыточной информации не влияет существенным образом на резкость воспринимаемых глазом восстановленных изображений.

Большая разница в интенсивности низких и высоких пространственных частот создает трудности при их одновременной регистрации на линейном участке характеристической кривой регистрирующей среды. Эту проблему можно решить, применив, по аналогии со зрительной системой, регистрирующие устройства с логарифмической характеристикой, выходящей на насыщение при превышении некоторой пороговой величины.

Идея обращения волнового фронта исходной сигнальной волны, что при определенных условиях реализуется в глазах высших животных, получила техническую реализацию при создании лазерной системы с открытым резонатором [41] (рис. 5), вместо одного из зеркал которого используется оптическая система, обращающая волновой фронт лазерного излучения и состоящая из матрицы катафотов 4 анизотропной активной среды 5 и отражателей 6, 6', 6'', 6'''. Вторым зеркалом резонатора служат различные объекты (1, 1', 1''), которые находятся в реальных атмосферных условиях. В результате создания с помощью устройства накачки 3 инверсии населенности в активном лазерном элементе (2)

возникает люминесцентное излучение, которое после отражения от объекта вновь пропускается через активный элемент. При этом возникают потоки вынужденного излучения, которые после обращения волновых фронтов вновь пропускают через активный элемент. Это позволяет концентрировать на объектах в области зондируемого пространства вынужденное когерентное излучение, усиленное вследствие многократного отражения от поверхности объекта и прохождения через активный элемент. Использование обращаемого волновой фронт элемента позволяет не только компенсировать влияние турбулентной атмосферы, но и дает возможность лазерному лучу следовать за объектом, непрерывно удерживая на нем сфокусированный пучок.

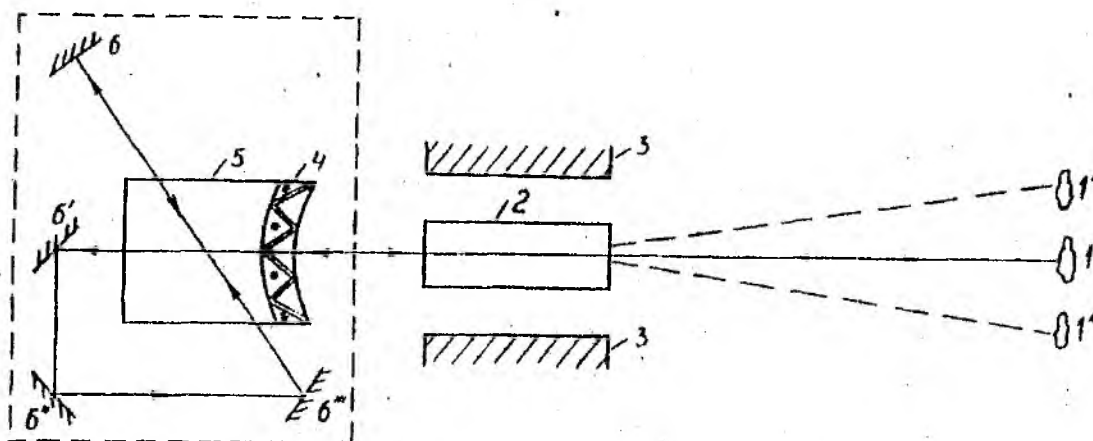


Рис. 5

Экспериментальное исследование лазерной системы с открытым резонатором показало возможность наведения лазерного излучения сразу на несколько объектов [42]. При наведении сверхлюминесцентного излучения одновременно на три объекта возникала генерация в телесном углу, определяемом апертурой активного элемента резонатора. В направлении на каждый из объектов формировался отдельный лазерный луч, интенсивность которого зависела от коэффициента отражения исследуемых объектов. При перемещении объектов лазерные лучи перемещались вслед за ними и не пропадали до тех пор, пока объекты не выходили из зоны видимости.

Лазерная система с открытым резонатором работает почти безынерционно. Скорость наведения в ждущем режиме системы определяется скоростью распространения лазерного излучения и двойным расстоянием до объектов, на которые наводится лазерное излучение. Точность наведения практически безошибочна и определяется возникновением генерации лазерного излучения при отражении от объекта люминесцентного излучения, которое возникает при накачке активного элемента. В результате экспериментов было также установлено, что диаметр пятна сфокусированного лазерного излучения на объектах исследования был соизмерим с диаметром пятна излучения, получаемого с помощью лазерной системы, имеющей устойчивый полуконцентрический резонатор и работающей на основной моде с минимальными дифракционными потерями. Перечисленные качества лазерной системы с открытым резонатором дают возможность применить ее в системах лазерной связи.

Выводы

Зрительный тракт высших животных представляет собой природную оптоэлектронную информационную систему, обладающую целым рядом уникальных свойств. Голографическая модель физиологической оптики позволяет не только прояснить некоторые неясные моменты в аналитическом строении и функционировании органа зрения высших животных, но и создает предпосылки для реализации оригинальных идей при разработке информационных систем нового поколения. Учет особенностей строения человеческого глаза позволил создать голографическое телевизионное устройство, обладающее высоким качеством восстанавливаемых изображений, а также лазерное устройство с открытым резонатором, пригодное для использования в системах лазерной связи.

Список литературы: 1. *Зрение организмов и роботов* // Тез. докл. Всес. симпозиума. 1-3 окт. 1985 г. Т.2. Вильнюс, 1985. 244 с. 2. *Глезер В.Д.* Зрение и мышление. СПб.: Наука, 1993. 284 с. 3. *Шелестин Ю.Е., Колесникова Л.Н., Левкович Ю.И.* Визоконтрастометрия: Измерение пространственных передаточных функций зри-

тельной системы. Л.: Наука, 1985. 103 с. 4. *Титарь В.П., Шпаченко О.В.* Голографическая визоконтрастометрия и пространственное зрение // Применение лазеров в медицине и биологии. Материалы XIV Междунар. научно-практич. конф. 16-19 мая 2000 г. Харьков, 2000. С. 139-140. 5. *Гибсон Дж.* Экологический подход к зрительному восприятию. М.: Прогресс, 1988. 464 с. 6. *Кравков С.В.* Глаз и его работа. М.Л.: Издво АН СССР, 1950. 532 с. 7. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с. 8. *H.V.Klein Brink, G.J.van Blokland.* Birefringence of the human foveal area assessed in vivo with Muellermatrix ellipsometry // Journal of the Optical Society of America. 1988. Vol. A5. N 1. P.49-57. 9. *Жевандров Н.Д.* Поляризационная физиологическая оптика // УФН. 1995. Т. 165. N 10. С.1193-1213. 10. *Минкох Д.И.* Поляризационная офтальмоскопия при поражениях сетчатой оболочки // Патология сетчатой оболочки и зрительного нерва: Труды XXIX научной сессии. М., 1971. С. 141. 11. *Титарь В.П., Шпаченко О.В.* Применение поляризационных эффектов, возникающих в сетчатке, для диагностики патологий зрения // Применение лазеров в медицине и биологии: Тез. докл. X Междунар. научно-практич. конф., 19-23 мая 1988 г. Харьков, 1988. С. 27-28. 12. *Волотовский Н.Д., Конев С.В.* Структурная динамика фоторецепторного аппарата. Минск: Наука и техника, 1986. 208 с. 13. *Тамар Г.* Основы сенсорной физиологии. М.: Мир, 1976. 520 с. 14. *Corless J., Costello M.J.* Paracrystalline inclusions associated with the disc membranes of frog retinal rod outer segments // Experimental Eye Research. 1981. Vol. 32. N 2. P.217. 15. *Рентгеноструктурное исследование фоторецепторных мембран в состоянии фазового разделения* / Кривандин А.В., Протасова И.Б., Федорович И.Б., Фейгин Л.А. // Биологические мембраны. 1992. Т. 9. N 1. С. 40-51. 16. *Membrane structure changes in rod outer segments associated with rhodopsin bleaching* / Liebman P.A., Jagger W.S., Kaplan M.W., Bargoot F.G. // Nature. 1974. Vol. 251. N 6. P. 31-36. 17. *Попутное четырехлучковое взаимодействие в пленках "Биохром"* / Всеволодов Н.Н. и др. // Светочувствительные биологические комплексы и оптическая регистрация информации. Пушкино: ОНТИ, 1985. С. 119-123. 18. *Костылев Г.Д., Всеволодов Н.Н.* О возможности использования фотохромных пленок "Биохром" для полихроматической записи голограмм во встречных пучках // Светочувствительные биологические комплексы и оптическая регистрация информации. Пушкино: ОНТИ, 1985. С. 142-144. 19. *Винецкий В.А., Кухтарев Н.В.* Динамическая голография. К.: Наукова думка, 1983. 128 с. 20. *Крохалев Г.П.* Формирование глазом в пространстве зрительных галлюцинаций // Проблемы биоэнергетики организма и стимуляция лазерным излучением: Тез. докл. Всесоюз. семинара, окт. 1976 г. Алма-Ата, 1976. С. 27. 21. *Зеленин А.Н.* Тайна? Гипотеза... Знание! Харьков: Прапор, 1992. 144 с. 22. *Титарь В.П., Шпаченко О.В.* Применение бескоординатного метода при анализе процесса распространения света в анизотропных средах сетчатки // Применение лазеров в медицине и биологии: Тез. докл. XII Междунар. научно-практич. конф., 20-23 апреля 1999 г. Харьков, 1999. С. 142. 23. *Титарь В.П., Шпаченко О.В.* Голографическая модель физиологической оптики // Вісник Харківського національного університету. Радіофізика та електроніка. 2000. Вип. 1. N 467. С. 46-55. 24. *Ковалевский Е.И.* Офтальмология. М.: Медицина, 1995. 480 с. 25. *Хьюбел Д.* Глаз, мозг, зрение. М.: Мир, 1990. 239 с. 26. *Рычков Н.А.* Пространственное зрение человека и животных. Иркутск: Издво Иркутского унта, 1990. 216 с. 27. *Blakemore C.* The representation of threedimensional visual space in the cat's striate cortex // J. Physiol. 1970. Vol. 209. N 1. P. 155-178. 28. *Могилев Л.Н.* Механизмы пространственного зрения. Л.: Наука, 1982. 112 с. 29. *Гинзбург В.М., Степанов Б.М.* Голографические измерения. М.: Радио и связь, 1981. 296 с. 30. *Фурьеанализ зрительного восприятия* / Под ред. А.Д.Логвиненко. М.: Издво Моск. унта, 1982. 121 с. 31. *Гарусев А.В.* Голографические свойства сетчатки // Зрение организмов и роботов: Тез. докл. Всесоюз. симп. Т. II. Вильнюс, 1985. С. 41-42. 32. *Оттенгейм А.П., Шефер Р.С., Стокхем Т.С.* Нелинейная фильтрация сигналов, представленных в виде произведения и свертки // ГИИЭР. 1968. Т. 56. N 8. С. 5-34. 33. *Долболя Е.В., Соболев Н.В., Кочемасов В.Н.* Спектральная и кепстральная обработка радиосигналов с применением устройств на поверхностных акустических волнах // Зарубежная радиоэлектроника. 1982. N 4. С. 3-32. 34. *Гудмен Д.К.* Введение в Фурьеоптику. М.: Мир, 1970. 364 с. 35. *Богданова Т.В., Сафронов Г.С., Титарь В.П.* Использование особенностей системы зрения человека в Фурьеголографии // Зрение организмов и роботов: Тез. докл. Всесоюз. симп. Т. II. Вильнюс, 1985. С. 32-33. 36. *Богданова Т.В., Сафронов Г.С., Титарь В.П.* Согласование объема голографической информации с параметрами каналов связи // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. N 8. С. 1720-1730. 37. *Титарь В.П., Богданова Т.В., Торкатюк М.Т.* Голографическая модель иллюзий зрения // Вестник Международного славянского университета. Харьков, 1999. Т. 2. N 3. С. 40-45. 38. Голографическое телевизионное устройство: Патент РФ N 18132298 / Г.С.Сафронов, В.П.Титарь. 39. *Оконтуривание изображений при сокращении избыточности в телевизионных голографических системах* / Сафронов Г.С., Богданова Т.В., Титарь В.П., Торкатюк М.Т. // Сокращение избыточности в цифровых телевизионных системах: Тез. докл. Всесоюз. симп. Тбилиси. 1983. С. 82-83. 40. *Титарь В.П., Богданова Т.В.* Проблемы создания голографической телевизионной системы // Радиотехника и информатика. 1999. N 2. С. 38-42. 41. Лазерный пристрій: Патент України N 14570 А / В.П.Титар. 42. *Титарь В.П.* О некоторых свойствах лазерной системы с открытым резонатором // Вісник Харківського національного університету. Радіофізика та електроніка. 1999. Вип. 1. N 427. С. 176-182.

Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 23.06.2000

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОЛЬЦЕВОГО ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СОЛИТОНОВ

Введение

Создание высокоскоростных линий связи непосредственно связано с использованием в них солитонных режимов передачи. При этом для формирования солитонов требуется лазерный источник излучения достаточно большой мощности [1].

В конструктивном плане такие источники представляют собой достаточно сложные и дорогие устройства. В их состав, как правило, входят импульсные лазеры значительной мощности. В связи с этим представляет интерес разработка источников, формирующих солитоны при мощности волны накачки значительно ниже порогового уровня, необходимого для образования солитонов. В качестве лазеров, генерирующих сигнал накачки, в таких системах можно было бы использовать стандартные источники излучения уже существующих систем передачи с выходной мощностью порядка 0 дБм.

Конструкция устройства и метод формирования солитонов

Для формирования солитонов была рассмотрена конструкция, представленная на рис. 1 и состоящая из кольцевого оптического резонатора и двух оптических волноводов, связанных с ним. A_1 , A_2 , A_3 – амплитуды непрерывных сигналов на входе устройства, внутри кольцевого резонатора и на выходе устройства; k_1 , k_2 представляют собой коэффициенты связи произведение αl описывает интегральные потери в резонаторе.

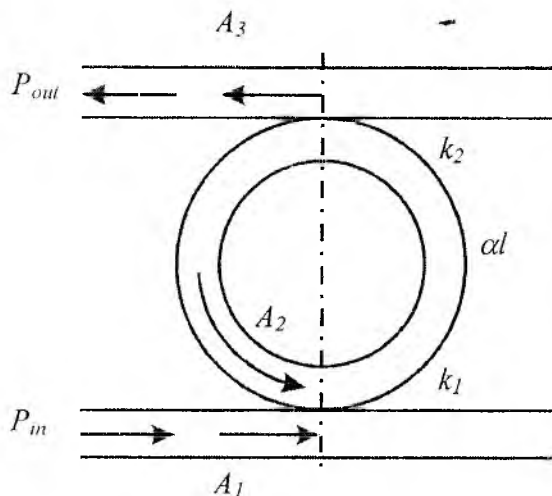


Рис. 1

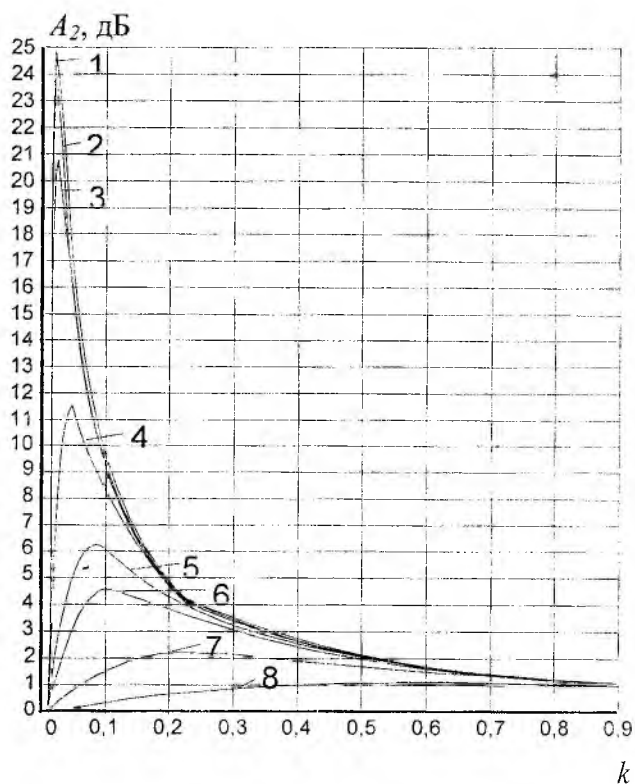


Рис. 2

1 - $\alpha l = 2,7E-06$; 2 - $\alpha l = 0,00001$; 3 - $\alpha l = 0,0001$;
4 - $\alpha l = 0,001$; 5 - $\alpha l = 0,005$; 6 - $\alpha l = 0,01$;
7 - $\alpha l = 0,05$; 8 - $\alpha l = 0,3$

Метод расчета предложенного устройства рассмотрен во [2]. С использованием этого метода, и в предположении $k_1 = k_2 = k$, были проведены расчеты амплитуды сигнала A_2 на резонансной частоте внутри кольцевого резонатора для различных значений k и αl . Амплитуда входного непрерывного сигнала при этом принималась равной единице ($A_1 = 1$). Результаты расчета приведены на рис. 2.

Как видно из графиков, для каждого фиксированного значения потерь существует оптимальное значение k , при котором амплитуда сигнала в резонаторе достигает максимальной величины. С уменьшением потерь это значение смещается в меньшую сторону. При этом амплитуда сигнала внутри резонатора значительно (до 25 раз, в зависимости от потерь) превышает амплитуду входного сигнала. Это соответствует превышению мощности сигнала внутри резонатора P_{res} над мощностью накачки (входного сигнала) P_{in} до 28 дБ. Таким образом, при известной величине пороговой мощности формирования солитонов в оптическом волноводе P_t путем выбора коэффициентов связи k для конкретных значений интегральных потерь αl в области резонансных частот кольцевого резонатора можно создать солитонный режим. Причем мощность сигнала накачки может быть значительно ниже P_t : $P_{in} \ll P_t$. В свою очередь необходимо выполнение условия $P_t < P_{res}$.

На рис. 3 представлены зависимости амплитуды сигнала в кольцевом резонаторе от частоты в окрестности одной из резонансных частот для различных значений αl и оптимальных значений k при этих величинах потерь. Как видно из графиков, при уменьшении k и αl уменьшается ширина резонансной характеристики (возрастает добротность резонатора), что накладывает определенные требования к ширине спектральной линии источника сигнала накачки.

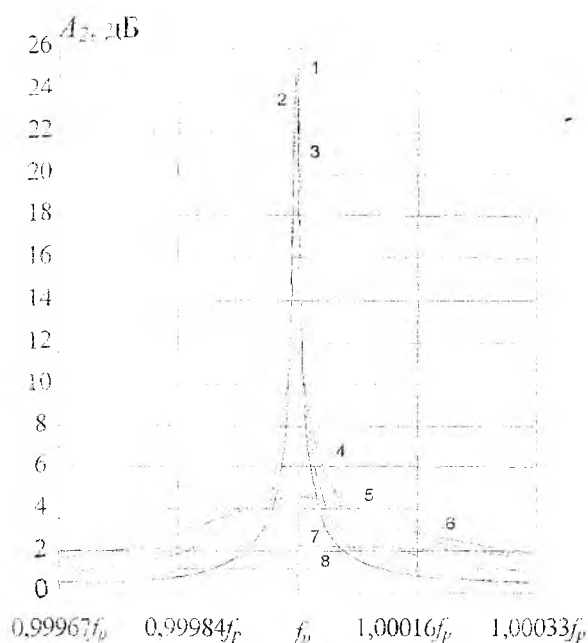


Рис. 3

1 – $k = 0,02$ $\alpha l = 2,7E-06$; 2 – $k = 0,021$ $\alpha l = 0,00001$;
3 – $k = 0,024$ $\alpha l = 0,0001$; 4 – $k = 0,043$ $\alpha l = 0,001$;
5 – $k = 0,08$ $\alpha l = 0,005$; 6 – $k = 0,11$ $\alpha l = 0,01$;
7 – $k = 0,24$ $\alpha l = 0,05$; 8 – $k = 0,58$ $\alpha l = 0,3$

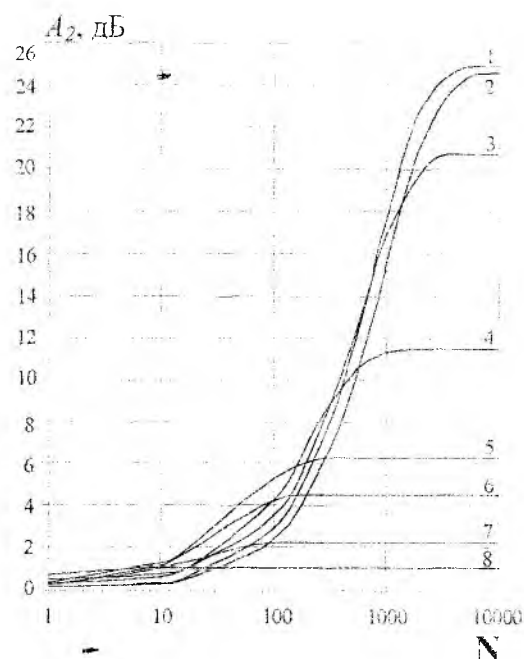


Рис. 4

1 – $\alpha l = 0,0003$ $k = 0,0304$; 2 – $\alpha l = 0,0004$ $k = 0,025$;
3 – $\alpha l = 0,0093$ $k = 0,033$; 4 – $\alpha l = 0,0018$ $k = 0,051$;
5 – $\alpha l = 0,006$ $k = 0,106$; 6 – $\alpha l = 0,012$ $k = 0,125$;
7 – $\alpha l = 0,04$ $k = 0,117$; 8 – $\alpha l = 0,2$ $k = 0,8$

После формирования солитона его мощность P_s оценивается приблизительно в T_0/T_s раз больше по сравнению с мощностью сигнала в кольцевом резонаторе до образования солитона.

$$P_s \approx P_{res} \cdot \frac{T_0}{T_s}, \quad (1)$$

где T_0 – период прохождения сигналом кольцевого резонатора; T_s – длительность солитонного импульса.

Мощность импульса, образующегося в выходном оптическом волноводе, связанном с кольцевым оптическим резонатором, при прохождении солитона через область связи резонатора и волновода может быть оценена как

$$P_{out} = P_{res} \cdot \frac{T_0}{T_s} \cdot k^2. \quad (2)$$

При выполнении условия

$$P_{res} \cdot \frac{T_0}{T_s} \cdot k^2 > P_t \quad (3)$$

в выходном волноводе также будет наблюдаться солитонный режим распространения.

Была рассчитана динамика установления уровня сигнала в кольцевом оптическом резонаторе, и на рис. 4 приведены результаты расчетов, где N – количество циклов циркуляции сигнала в резонаторе.

Заключение

Результаты расчета свидетельствуют о возможности достижения солитонного режима в кольцевом оптическом резонаторе путем выбора его параметров при уровне мощности сигнала накачки значительно ниже порогового уровня. Время установления солитонного режима в резонаторе также определяется его параметрами.

Список литературы: 1. Агравал Г.П. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. С. 323. 2. Katok V.B., Manko A.A. A simple method for analysis of VHF and optical filters using dielectric waveguide ring resonators // 1st International Conference on Transparent Optical Networks ICTON 99. Warsaw, Poland.

Киевский институт связи

Поступила в редколлегию 22.05.2000

*Н. Ф. ЛОГВИНЕНКО, канд. техн. наук, С. Л. ЕМЕЛЬЯНОВ, канд. техн. наук,
В. В. НОСОВ, канд. техн. наук, В. И. ПИСАРЕВСКИЙ*

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПОДАВЛЕНИЯ РАДИОМИКРОФОНОВ С ПОМОЩЬЮ ГЕНЕРАТОРОВ ШУМА В СИСТЕМАХ ЗАЩИТЫ ИНФОРМАЦИИ

Генераторы шума (ГШ) радиодиапазона находят широкое применение в системах активной защиты средств электронно-вычислительной техники (ЭВТ) от утечки информации в следствие побочных электромагнитных излучений и наводок (ПЭМИН) [1-7]. ГШ размещаются внутри выделенных помещений и включаются при обработке на ЭВТ информации с ограниченным доступом. При этом в окружающем ЭВТ пространстве создается широкополосная шумовая помеха, маскирующая ПЭМИН в пределах контролируемой зоны.

У многих пользователей ГШ возникает вопрос о возможности их аналогичного применения для защиты от утечки речевой информации, передаваемой из выделенного помещения по радиоканалу с помощью скрытно установленных радиомикрофонов (РМ). Последние занимают лидирующее место среди используемых средств негласного съема информации [1-3, 8, 9]. Актуальность этого вопроса обусловлена и тем, что некоторые производители ГШ декларируют возможность такого подавления РМ [1, 10].

Оценка возможностей подавления существующих РМ с помощью серийно выпускаемых ГШ может проводиться на основе энергетического критерия, который требует знания технических характеристик и параметров подавляемых средств [11].

Выходная мощность ГШ, подводимая к его слабонаправленной антенне (штыревой, рамочной или петлевой), составляет $P_{ш} = (2...10)$ Вт. Помеха имеет относительно равномерный спектр, характерный для "белого" шума, и перекрывает диапазон частот $\Delta F_{ш} = 5$ кГц...1000 МГц. Тогда спектральная плотность мощности ГШ составляет величину $N_{ш} = P_{ш} / \Delta F_{ш} \approx (2...10)$ мВт/кГц, что достаточно для маскировки ПЭМИН средств ЭВТ [4-8].

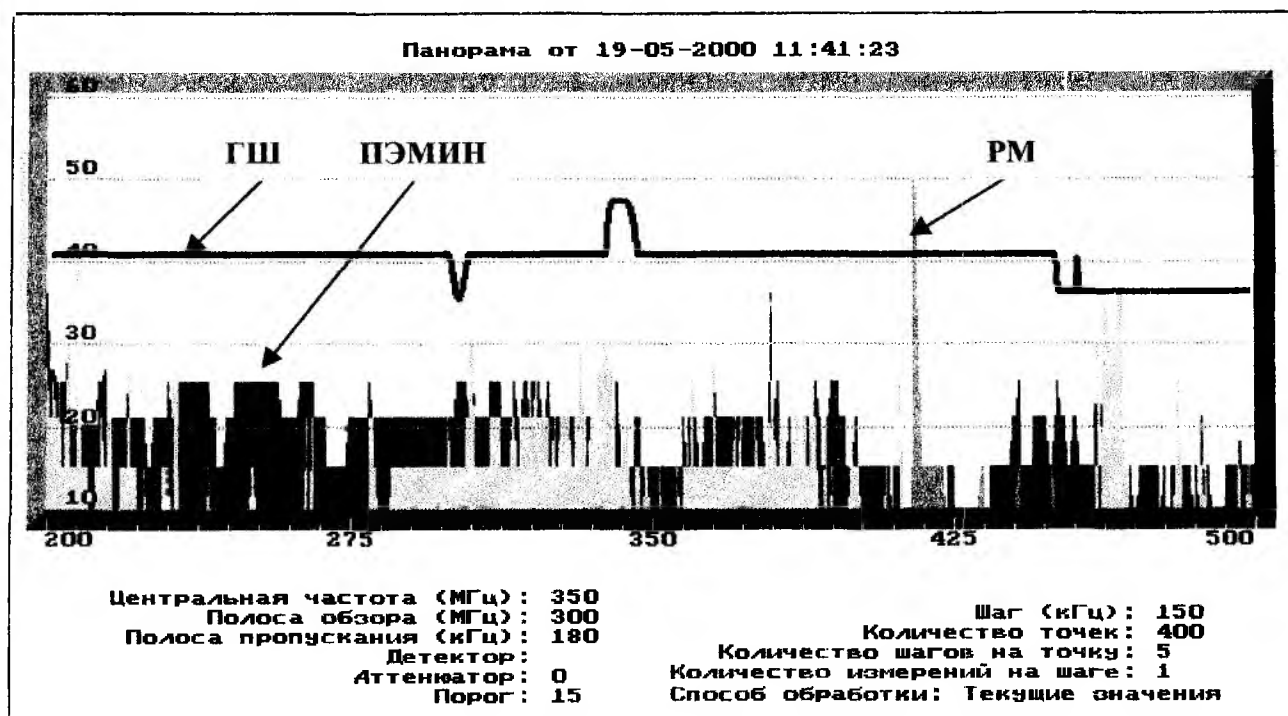
Типовые РМ содержат, как правило, собственно микрофон, определяющий зону акустической чувствительности закладки, радиопередатчик, выносную слабонаправленную антенну и источник питания. Выходная мощность радиопередатчика лежит в пределах $P_{РМ} = (1...500)$ мВт и напрямую связана с дальностью передачи РМ и временем непрерывной работы источника питания [1, 8, 9]. Диапазон рабочих частот РМ лежит в пределах $\Delta F_{раб} = (100...1000)$ МГц (VHF/UHF) и перекрывается рабочим диапазоном ГШ. В радиопередатчике используется, как правило, узкополосная (NFM) или широкополосная (WFM) частотная модуляция. Ширина спектра информационных сигналов РМ на основных гармониках излучения составляет $\Delta F_{PMN} = (3...5)$ кГц и $\Delta F_{PMW} = (25...50)$ кГц и более. Тогда спектральная плотность мощности РМ для указанных типа и параметров модуляции равна соответственно

$$N_{PMN} = P_{PM} / \Delta F_{PMN} \approx (0,2...160) \text{ мВт/кГц} \text{ и } N_{PMW} = P_{PM} / \Delta F_{PMW} \approx (0,02...20) \text{ мВт/кГц}.$$

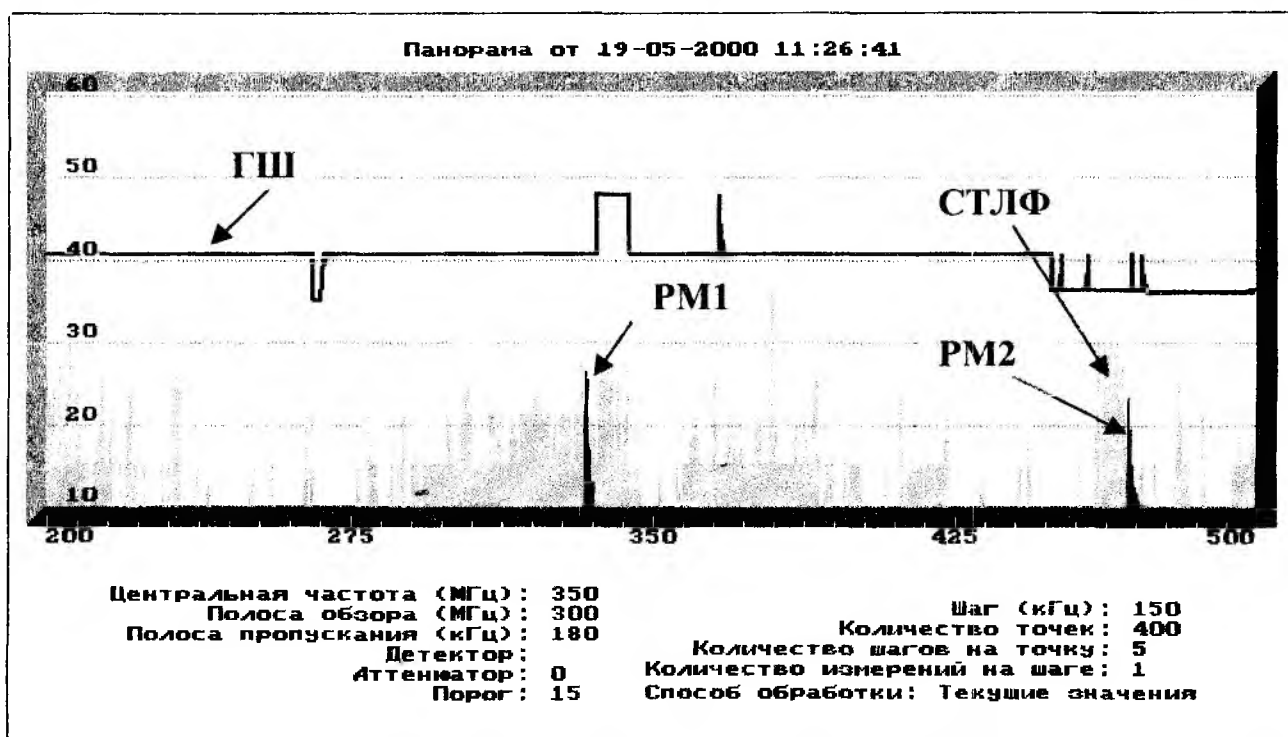
Очевидно, что $N_{ш} < N_{PMN}$ и $N_{ш} \ll N_{PMW}$, т. е. условие маскировки информационных сигналов РМ, не выполняется.

Сказанное проиллюстрировано на рис. 1, а. Здесь приведены частотные панорамы (псевдоспектры) исследуемых сигналов в координатах "Уровень (дБ) – частота (МГц)" в диапазоне 200...500 МГц, полученные с помощью сканирующего приемника AR-3000A и персонального компьютера (ПК) Notebook с программной оболочкой SEDIF PLUS. Полутонном показаны сигналы радиоэфира в выделенном помещении, тоном - ПЭМИН от работающего ПК типа РС 486 и гармоники сигналов РМ типа РМК-120, жирной линией - огибающая спектра маскирующей помехи ГШ типа SP-41G.

В этих условиях положительный эффект от применения ГШ заключается в упрощении (удешевлении) поиска излучающих РМ. Он может быть проведен с помощью простых индикаторов (детекторов) поля типа D0006, ИП-4М, Interceptor R-10 и др. [1, 3, 10]. Порог срабатывания индикатора (детектора) следует установить по среднему уровню шумовой помехи ГШ, превышающему на 10...15 дБ сигналы радиоэфира, и перевести индикатор в "сторожевой" режим. В результате срабатывание индикатора произойдет только по сигналу РМ, превысившему порог.



a



б

Рис. 1

Однако в ряде встречающихся на практике частных случаев, обусловленных типом РМ и условиями ведения технической разведки (ТР), применение ГШ позволяет решить задачи подавления РМ. Рассмотрим их более детально.

1. Обычные РМ с непрерывным излучением имеют малую продолжительность работы, ограниченную ресурсом источника питания, и относительно невысокую скрытность. Одним из способов преодоления указанных недостатков является применение канала дистанционного управления (ДУ) РМ [1, 3]. Он позволяет переводить закладку в режим излучения только по кодированному радиосигналу управления ("инициации") от передатчика, который может быть удален от РМ на расстояние $D_c = (100...500)$ м. Канал ДУ работает на частотах 140... 170 МГц, ширина спектра сигнала управления составляет $\Delta F_{сДУ} = (800...1000)$ Гц при выходной мощности передатчика ДУ $P_{сДУ} = (10...50)$ мВт. Такие характеристики реализованы, например, в РМ типа РК-570S, GTG 4215 и др. [1]. Следует учесть, что ГШ и РМ с приемником ДУ находятся в одном помещении, так что дальность подавления D_n приемного устройства канала ДУ составляет единицы метров, т. е. $D_n \ll D_c$.

Для оценки требуемой мощности помехи воспользуемся уравнением противорадиосвязи, которое для случая ненаправленных антенн и подавления радиолинии шумовыми помехами в условиях свободного пространства (наихудших для подавления) имеет вид [11]

$$P_{ш}^{треб} \geq P_{сДУ} \left(\frac{D_n}{D_c} \right)^2 \frac{\Delta F_{ш}}{\Delta F_{сДУ}}. \quad (1)$$

Для приведенных выше характеристик ГШ и РМ и условий их применения получаем из уравнения (1) $P_{ш}^{треб} \geq (0,2...10)$. Таким образом, условие подавления канала ДУ выполняется, так $P_{ш} \geq P_{ш}^{треб}$.

Следует заметить, что кроме указанного существуют и другие способы увеличения времени работы закладки, например, системы VAS или VOX, автоматически включающие РМ на излучение только при появлении в прослушиваемом помещении акустических сигналов [1].

2. В некоторых случаях для повышения скрытности РМ используется способ, заключающийся в выборе рабочей частоты закладки вблизи частоты мощного источника радиоизлучений с одновременным снижением излучаемой РМ мощности [2]. В этом случае дальность действия РМ существенно снижается. Однако гармоники его излучения маскируются сигналами и шумами радиоэфира, что и затрудняет их обнаружение при радиомониторинге. Такая ситуация возможна, когда нарушитель находится внутри контролируемой зоны, но не имеет доступа в выделенное помещение. Снижение мощности излучения РМ до значений сотен милливатт позволяет успешно применять ГШ для их подавления. Сказанное иллюстрирует рис. 1, б. Здесь полутонном показаны сигналы радиоэфира в выделенном помещении, тоном – сигналы маломощных РМ1 и РМ2, жирной линией – огибающая спектра маскирующей помехи ГШ. В качестве РМ1 была использована тестовая радиозакладка ТТМ-700 из состава поискового комплекса СРМ-700 "Акула" [1, 3]. Сигналы РМ2 типа RMK 0300 "спрятаны" под сигналами сотовой телефонии (СТЛФ) стандарта NMT-450.

Следует учесть, что для повышения скрытности РМ более вероятно применение кодирования сигналов и сложных видов их модуляции [1,2].

3. В некоторых случаях вероятная зона ТР может быть предположительно известна. Применительно к защищаемым объектам это могут быть: стоянка автомобилей, близкорасположенные здания и автомобильные трассы, бюро пропусков и т.д. В таких ситуациях возможен вынос ГШ (или их антенных систем) в сторону зоны ТР, который может быть реализован, например, с помощью переносных ГШ со съемными антеннами, способных функционировать от автономных источников питания [5, 7].

Вынос ГШ может привести к подавлению приемного устройства, осуществляемого съем информации с РМ. Радиус показанной полутонном на рис. 2 зоны подавления приемника РМ может быть найден из уравнения противорадиосвязи (1):

$$D_n = D_c \sqrt{\frac{P_{ш} \Delta F_{PM}}{P_{PM} \Delta F_{ш}}}.$$

Графики зависимости (2) показаны на рис. 3 в логарифмическом масштабе для различных дальностей разведки D_c в случае применения в РМ сигналов с узкополосной ($\Delta F_{PMN} = 5$ кГц) и широкополосной ($\Delta F_{PMW} = 25$ кГц) частотной модуляцией сплошной и пунктирной линией соответ-

венно. Полутоном на рис. 3 выделена область наиболее вероятных значений отношения мощностей ГШ к передатчику РМ и соответствующие ей дальности подавления. Отсюда видно, что размещение переносных ГШ на расстоянии $D_n = (3...50)$ м от приемных устройств типовых РМ может приводить к их подавлению.

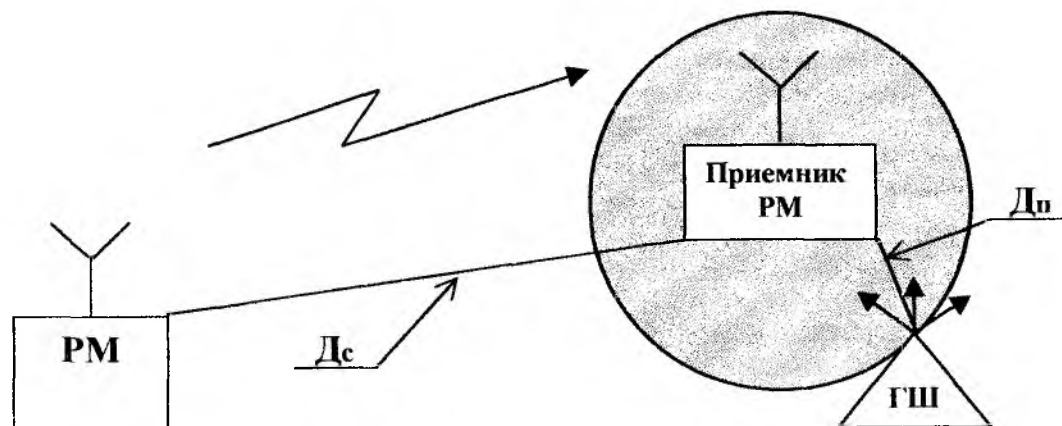


Рис. 2

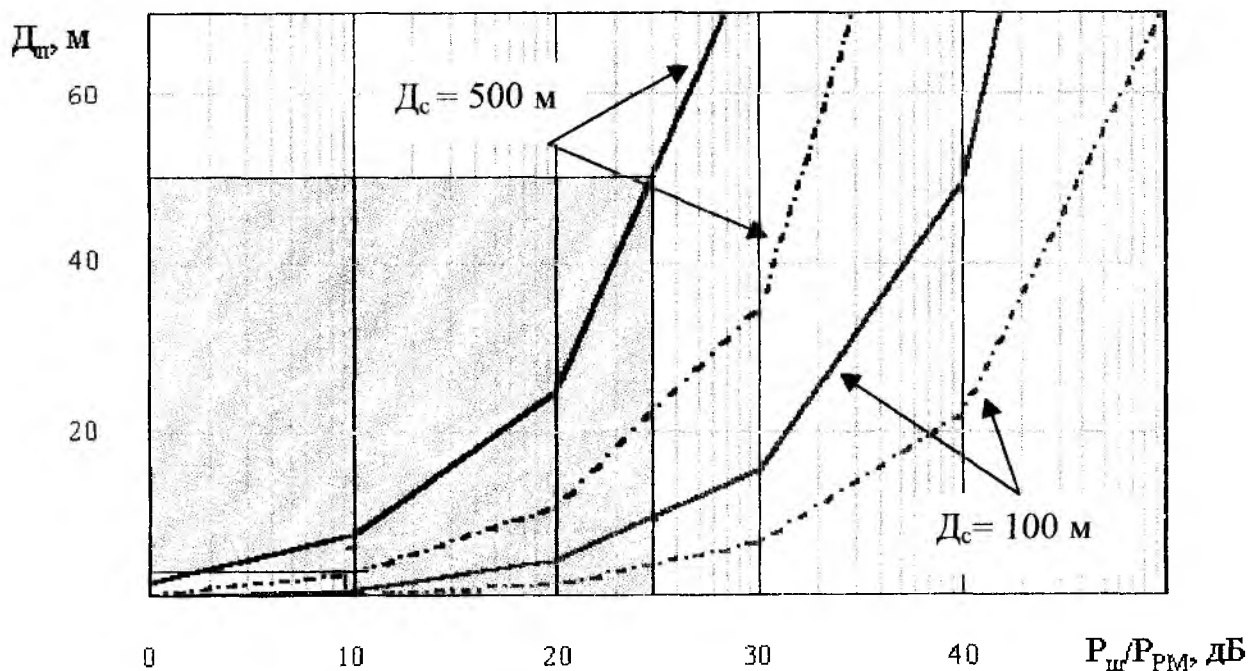


Рис. 3

Таким образом, в общем случае для существующего диапазона мощностей передатчиков РМ и при отсутствии априорной информации о типе РМ и местонахождении работающего с ним приемника широкополосные ГШ радиодиапазона не обеспечивают под авления РМ.

Применение ГШ в данном случае может лишь упростить выявление мощных кварцованных РМ.

Использование широкополосных ГШ для активной защиты от РМ дает положительный эффект только в ряде частных случаев:

- наличия в составе РМ радиоканала ДУ, приемное устройство которого будет подавлено маскирующей помехой ГШ;
- пониженной до значений сотен микроватт мощности излучений РМ для повышения скрытности его работы;
- наличия априорной информации о вероятной зоне технической разведки и выносе ГШ в сторону работающего с РМ приемного устройства.

Указанные обстоятельства следует учитывать при построении активных систем защиты информации, использующих ГШ радиодиапазона.

Список литературы: 1. *Энциклопедия промышленного шпионажа* // Под ред. Е.В.Куренкова. С-Пб.: Полигон, 1999. 512 с. 2. *Организация и современные методы защиты информации* / Под общ. ред. С.А. Диева, А.Г. Шаваева. М.: Концерн "Банковский Деловой Центр", 1998. 472 с. 3. *Домарёв В.В.* Защита информации и безопасность компьютерных систем. К.: ДИА Соф, 1999. 480 с. 4. *Иванов В.П., Сак В.В.* Маскировка информационных излучений средств вычислительной техники // Защита информации. Конфиденциальность. 1998. № 1. С. 67-71. 5. *Емельянов С.П., Марков С.И., Гаврюков В.Ф.* Выбор и практическое применение генераторов шума // Бизнес и безопасность. 1998. № 14. С. 27-28. 6. *Некоторые аспекты маскировки информационных излучений персональных компьютеров* / С.Л. Емельянов, С.И. Марков, В.И. Смилык, В.Ф. Гаврюков // Бизнес и безопасность. 1999. № 4. С. 23-24. 7. *Проблемные аспекты разработки, производства и применения отечественных генераторов шума в системах защиты информации* / С.Л. Емельянов, Н.Ф. Логвиненко, С.И. Марков, В.В. Носов // Правове, нормативне та метрологічне забезпечення системи захисту інформації в Україні : Матер. II між нар. НТК (Київ). 2000. С. 159-162. 8. *Специальная техника и информационная безопасность: Учебник* / Под ред. В.И. Кирина. М.: Академия управления МВД России, 2000. Т. 1. 783 с. 9. *Милованов А.В.* Специальные средства контроля // Безопасность информации. 1995. № 1. С. 59-62. 10. *Специальная техника защиты информации: Каталог МАСКОМ.* М., 1998. С. 9. 11. *Вакин С.А., Шустов Л.Н.* Основы радиопротиводействия и радиотехнической разведки. М.: Сов. Радио, 1968. 448 с.

Университет внутренних дел

Поступила в редколлегию 8.06.2000

МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ТЕСТЕРОВ И ВАТТМЕТРОВ**Введение**

Стремительный рост телекоммуникационной техники и информационных технологий во многом обусловлен прогрессом в развитии волоконно-оптических систем передачи. В настоящее время большинство стран мира создают свои информационные сети на базе оптико-волоконных линий связи.

В Украине доминирующими по темпам развития наземных линий связи являются волоконно-оптические системы передачи информации. Значительная часть междугородней сети уже построена на базе таких систем. Планируется их широкое внедрение и в локальные информационные сети всех уровней. Рост темпов использования в связи оптических технологий ведет к увеличению количества оптической измерительной аппаратуры, которая используется при контроле качества и состояния волоконно-оптических линий связи. Объем используемой в целях измерительной аппаратуры и ответственность каждого проведенного измерения независимо от места и времени его осуществления ставят вопрос о необходимости метрологического обеспечения этого вида измерений. Государственная система метрологического обеспечения не имеет в настоящее время материальной и нормативной базы для обеспечения всех средств измерительной техники, осуществляющей контроль за параметрами оптического волокна. Поэтому создание в рамках ведомственных метрологических служб таких заинтересованных предприятий, как например, Укртелском, калибровочных лабораторий, является первоочередной задачей.

Ниже (см. табл.) приведен перечень наиболее широко используемых в Украине оптических тестеров и ваттметров и даны их основные технические характеристики и фирмы-производители. Эти приборы предназначены для измерения затухания оптического излучения в оптических волокнах и являются самыми широко используемыми средствами измерительной техники. Ориентировочная необходимость в этих приборах по Украине составляет в настоящее время более 1000 штук. В большинстве случаев в соответствии с законом о метрологии эти приборы должны подвергаться калибровке. Калибровка предусматривает установление метрологических характеристик, которыми обладает прибор в настоящее время. Как видно из таблицы, в Украине эксплуатируются оптические измерительные приборы как отечественного, так и импортного производства, поэтому метрологическое обеспечение оптической измерительной аппаратуры в Украине должно осуществляться в соответствии с международными нормами и стандартами. Это касается как технических средств измерения, так и нормативной документации.

Наименование оптического тестера	Длина волны, мкм	Динамический диапазон измерения уровня мощности, дБм, Вт	Погрешность, %	Нелинейность, %	Фирма-производитель
1. ОМКЗ-76	0,85; 1,3	$10^{-8}(10^{-7}) - 10^{-3}$	$\pm 15-18$	± 10	НИИПИ «Кварц», Россия
2. ОМКЗ-102	1,3; 1,55*	$10^{-8} - 10^{-2}$	± 15	± 2	НИИ Радионизмерительных устройств, Россия
3. ОТУ-94	0,85; 1,3; 1,55	$10^{-8} - 2 \cdot 10^{-3}$	± 10	± 10	НПФ «Оптел», Украина
4. ОТУ-96	0,85; 1,3; 1,55	$10^{-9} - 2 \cdot 10^{-3}$	± 10	± 5	НПФ «Оптел», Украина
5. Si 774X	0,85; 1,3; 1,55	$2 \cdot 10^{-8} - 2 \cdot 10^{-3}$	± 5		Фирма Wavetek, США
6. OTS 7940X	1,3; 1,55	$10^{-10} - 3,2 \cdot 10^{-3}$	± 5		Фирма Wavetek, США
7. OT2-1	0,85; 1,3; 1,55	$10^{-10} - 2 \cdot 10^{-3}$	± 5		Фирма ИТ, Беларусь
8. OT2-2	0,85; 1,3; 1,55	$10^{-10} - 2 \cdot 10^{-3}$	± 5		Фирма ИТ, Беларусь
9. HP E5970A	0,85; 1,3; 1,55	$10^{-10} - 11,6 \cdot 10^{-3}$		± 5	Фирма Hewlett-Packard, США
10. HP 8153	0,85; 1,3; 1,55	$10^{-10}(10^{-14}) - 2 \cdot 10^{-3}$	$\pm 2,2-3$	± 2	Фирма Hewlett-Packard, США
11. EPM-1, ELS-1	0,85; 1,3; 1,55	$10^{-8}(10^{-9}) - 2 \cdot 10^{-3}$	± 6		Фирма Электроника, Венгрия

Как было отмечено выше основным информационным параметром, характеризующим качество оптического волокна, является затухание оптического лазерного излучения в кварцевых оптических волокнах. Особенность используемого кварца заключается в том, что минимальная дисперсия и минимальные потери при прохождении излучения по волокну наблюдаются в области 1300 нм и 1500 нм. Ранее использовался спектральный диапазон 850 нм. Поэтому как лазерные источники, так и фотоприемные устройства волоконно-оптических линий связи работают в этих спектральных окнах. Следовательно, измерительная аппаратура, к которой в первую очередь относятся оптические тестеры и ваттметры, также работают на этих длинах волн.

Вторая особенность волоконно-оптических линий связи заключается в том, что распространяющееся лазерное излучение, которое необходимо измерять, имеет очень малые уровни мощности (от 10^{-3} до 10^{-10} Вт). Из таблицы следует, что динамический диапазон приборов лежит в пределах от $1,16 \cdot 10^{-2}$ до 10^{-10} Вт.

С учетом современных требований необходимо с помощью оптических тестеров и ваттметров измерять затухание оптического лазерного излучения с погрешностью 3-5 %. Погрешность измерения у более ранних моделей оптических тестеров 15-10 %, у более современных – 5-3 %.

Эти особенности налагают определенные требования на метрологическое обеспечение оптических лазерных измерений.

Основные положения

Высокие требования, предъявляемые к точности измерения рабочих средств измерений требуют принципиально нового подхода к формированию метрологического обеспечения малоинтенсивной лазерной фотометрии. Необходимость развития нового подхода в первую очередь связана с тем, что этот спектральный диапазон до последнего времени для фотометрии не представлял большого интереса. Поэтому как создание высокоточных средств измерений, так и разработка методов поверок и калибровок приборов являются основными задачами, которые необходимо решить в Украине в ближайшее время в области метрологического обеспечения. Вторая особенность формирования метрологического обеспечения заключается в том, что ее необходимо создавать максимально приближенной к международным требованиям и стандартам.

Следовательно, основные задачи метрологического обеспечения в Украине в этой области состоят в следующем:

- создание высокоточных средств измерений;
- разработка методов поверок и калибровок приборов;
- максимальное приближение нормативной документации к международным требованиям и стандартам.

Для осуществления метрологического обеспечения оптических измерительных приборов необходимы источники излучения на длины волн 0,85 мкм; 1,3 мкм; 1,55 мкм с кратковременной (10-15 мкс) стабилизацией по мощности. При калибровке необходимо учитывать, что у отечественных оптических тестеров погрешность измерителя определяется в диапазоне, а у импортных приборов – в точке -20 дБм (10^{-5} Вт). Эта точка выбрана как стандартный уровень, потому что этот уровень обычно выбирается для калибровки чувствительности. Выбор стандартного уровня влияет на нелинейность, согласно определению, нелинейность равна нулю на стандартном уровне.

Следуя этим требованиям, предлагаем локальную поверочную схему для средств измерения мощности лазерного излучения малых и сверхмалых уровней построить следующим образом, используя существующие и действующие эталоны (см. рис.).

Верхний уровень поверочной схемы представлен государственным эталоном, основой которого является криогенный радиометр, позволяющий измерять уровни мощности до 10^{-5} Вт с погрешностью 0,01 %. Стоимость поверочных работ на этом эталоне очень велика вследствие того, что используется жидкий гелий. Поэтому по первичному эталону осуществляется поверка специального эталона базирующегося на абсолютном приемнике АП 300, погрешность которого составляет 2 % при измерении средней мощности в импульсе. Для решения поставленных в настоящей работе задач планируется модернизировать этот эталон путем включения в его состав абсолютного измерителя мощности на базе trap-детекторов. Они позволяют расширить диапазон измеряемых величин до 10^{-7} Вт и понизить погрешность измерений до 0,1 %.

Вторичный эталон предназначен для передачи единицы мощности рабочим эталонам и его планируется создать на базе фотометрической сферы, для того чтобы можно было измерять мощность расходящихся

лазерных пучков, поскольку на последующих уровнях метрологического обеспечения необходимо уже работать только с расходящимися пучками, наблюдаемыми на выходе из оптического волокна.

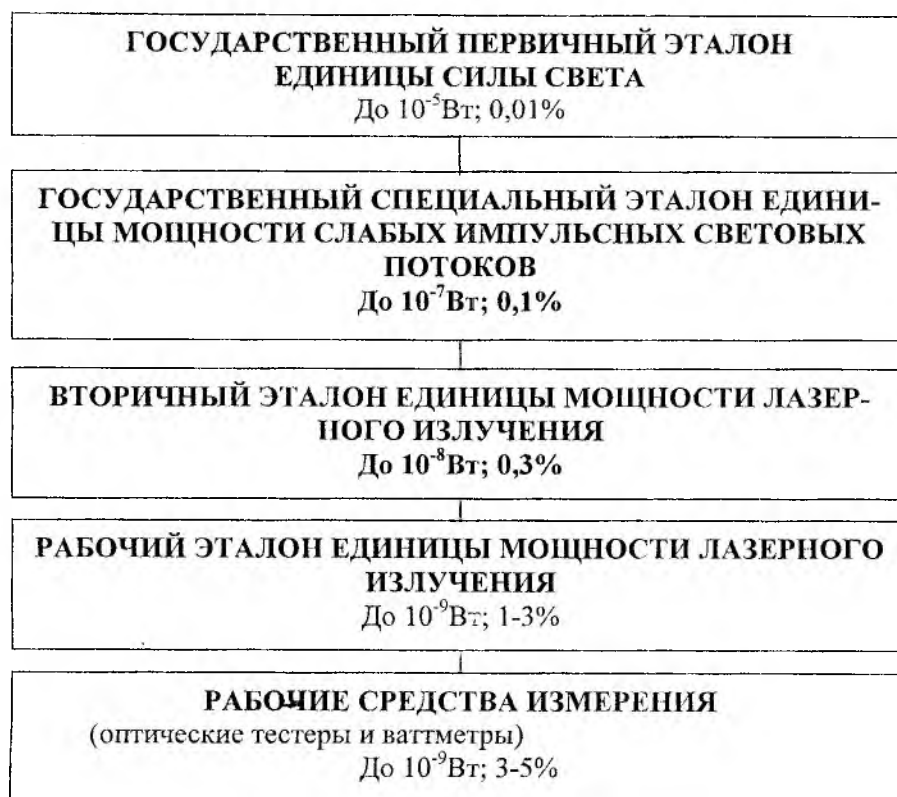


Рис.

Для непосредственной поверки рабочих средств измерений применяется рабочий эталон (в настоящее время один такой эталон действует в метрологической лаборатории Укртелекома (г. Киев)), у которого погрешность измерений не должна превышать 1-3 %, а диапазон увеличен до 10^{-9} Вт.

Предлагаемая локальная поверочная схема полностью совпадает с 4-уровневой схемой калибровки оптических тестеров и ваттметров предлагаемой международными документами, и в частности, стандартом IEC 1315.

Предлагаемую нами методику калибровки оптических тестеров и ваттметров можно условно разделить на 3 этапа: калибровка длины волны излучения; калибровка диапазона и калибровка погрешности.

На первом этапе калибровки определяют длины волн излучения поверяемых оптических источников излучения. Исследуемое оптическое излучение по волоконно-оптическому кабелю подается на вход монохроматора, который предназначен для выделения монохроматического излучения в спектральном диапазоне от 0,75 до 1,6 мкм. Диапазон выбран таким образом, чтобы в него входили все длины волн излучения, которые нам необходимо определить, т. е. 0,85 мкм, 1,3 мкм и 1,55 мкм. На выходе монохроматора измеряется интенсивность излучения и результаты фиксируются в памяти компьютера. Данные в компьютере обрабатываются и на экране дисплея высвечивается спектрограмма измеряемого излучения. Поскольку одновременно в процессе работы измеряют два параметра: длину волны, на которую настроен монохроматор, и интенсивность излучения, прошедшего через него, то можно построить спектрограмму излучения и измерить длину волны основной моды.

Второй этап калибровки – калибровка диапазонов уровней мощности. Проводим измерения мощности излучения в нескольких диапазонах и рассчитываем погрешность измерения в каждом диапазоне. Проверяем, не превышает ли погрешность в конкретном диапазоне мощности значения общей погрешности, указанной в техническом описании на тестируемый прибор. Чтобы удостовериться, что результат измерения оптическим тестером верен в широком диапазоне уровней мощности, а не только на уровне мощности, на котором калибровали абсолютную чувствительность тестера (10^{-5} Вт), необходимо измерять нелинейность тестера. Теоретически оптические тестеры дают правильные результаты измерения на протяжении многих значений оптической мощности. Однако эта

способность часто нарушается нелинейностью в отдельных диапазонах уровней мощности. Нелинейность тестера можно классифицировать следующим образом:

- нелинейность фотодетектора. Это влияние может быть малым на низких уровнях мощности, но оно может быть значительным на более высоких уровнях мощности, например, выше нескольких сотен микроватт;

- электронная нелинейность:

- 1) нелинейность в диапазоне аналогового усилителя, находящегося за фотодетектором;

- 2) разрыв диапазона, наблюдаемый путем переключения с одного диапазона мощности на другой, что вызвано несоответствием усиления, производимого усилителем.

Необходимо рационально определять нелинейность так, чтобы она непосредственно переводилась в погрешность измерения. Для этого сначала определяют чувствительность как результат измерения мощности, деленный на оптическую мощность на входе, затем отклонение от линейной чувствительности, т. е. разность между чувствительностью на произвольном уровне мощности и чувствительностью на стандартном уровне мощности, деленная на чувствительность на стандартном уровне мощности.

Согласно международным стандартам вводится понятие неопределенности. Рассматривают неопределенность двух типов: неопределенности типа А соответствует случайная погрешность, неопределенности типа В – систематическая погрешность. При проведении калибровки погрешности определяют 2 типа погрешности: случайную погрешность (неопределенность типа А) и систематическую погрешность (неопределенность типа В). Случайные изменения результатов измерений характеризуют случайную погрешность. Предполагается Гауссово распределение этих результатов измерений. Случайную погрешность определяют с помощью статистического анализа при доверительной вероятности 95 % (реже при – 97,7 %) и рекомендуют количество результатов измерений брать более 30.

Систематическая погрешность количественно определяет неизвестное смещение между результатом измерения и «истинным» значением измеряемой величины. Ее величину следует определить и описать шириной диапазона неточности. Предполагается прямоугольное распределение результатов измерения.

Затем определяется суммарная погрешность для собирания ряда индивидуальных неопределенностей в одно число. Суммарная неопределенность основывается на статистической независимости отдельных неопределенностей. Это ведет к сумме корней квадратных их стандартных отклонений. В отчетах о калибровке суммарную неопределенность указывают в виде диапазона неопределенности с доверительной вероятностью 95 %, реже – 97,7 %

Заключение

Таким образом, планируется создать материальную базу для метрологического обеспечения в полном соответствии с международными требованиями, что гарантирует единство измерений в этой области.

Учитывая тот факт, что в настоящее время в Украине эксплуатируется около 40 наименований оптических тестеров и ваттметров восьми фирм, для обеспечения единства в подходе к поверке и калибровке этих приборов на территории Украины было принято решение создать единый документ, в соответствии с которым все имеющиеся приборы калибруются на одном оборудовании и по единой методике.

В методику, которая разработана в Харьковском государственном научно-исследовательском институте метрологии, входят следующие основные калибровочные операции:

- калибровка длины волны излучения (в оптических тестерах);
- калибровка диапазона;
- калибровка погрешности.

Список литературы: 1. *International standart IEC 1315 "Calibration of fibre optic power meters"*. 1995. 122p. 2. *P50-660-88. Государственная система обеспечения единства измерений. Требования к построению, содержанию и изложению стандартов методов и средств поверки мер и измерительных приборов*. 3. *Каток В.Б. Волоконно-оптичні системи зв'язку*. К., 1999. 505с. 4. *Setting up a Calibration System for Optical Power Meters and Attenuators. Recommendation*. 1996. 16 p. 5. *Hewlett Packard's Optical Power Meter. Calibration*. 1996. 8 p. 6. *Michael Barrett. Calibration and Tractability of ILX Lightwave Optical Power Meters*. 1997. 15 p.

Харьковский государственный
научно-исследовательский институт метрологии

Поступила в редколлегию 4.07.2000

ЗАКОНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ В СИСТЕМАХ СИНХРОНИЗАЦИИ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ

Для реализации современных систем координатно-временного обеспечения необходима высокоточная частотно–временная синхронизация шкал территориально разнесенных эталонов и хранителей времени и частоты. Актуальность высокоточной частотно–временной синхронизации для Украины определяется развитием национальной цифровой системы связи [1, 2]. Кроме того, повышение точности синхронизации шкал диктуется высокими темпами совершенствования эталонов времени и частоты.

Целью работы является исследование законов распределения погрешностей в системах синхронизации времени и частоты.

Общими для всех систем синхронизации, за исключением перевозимых квантовых часов, источниками погрешностей являются нестабильность и невязанность задержки сигналов в канале, нестабильности аппаратных задержек, внутренние шумы аппаратуры и помехи канала связи, динамика измеряемой величины. Эти причины приводят к появлению неоднородных совокупностей результатов измерений, модели которых могут быть представлены смесями распределений.

Необходимость дальнейшего снижения погрешности синхронизации и внедрение автоматизации процесса сбора и обработки измерительной информации привели к применению помехоустойчивых процедур для обработки результатов единичных наблюдений сдвига шкал [3]. В работе [4] проводилось численное исследование робастных процедур оценивания погрешностей метеорной синхронизации шкал времени в предположении, что распределение погрешностей $p(x)$ принадлежит классу ε –загрязненных распределений:

$$p(x) = (1 - \varepsilon)\varphi(x, m, \sigma) + \varepsilon h(x, m_h, \sigma_h), \quad (1)$$

где m , m_h , σ и σ_h – параметры основного и засоряющего распределений; ε – коэффициент, характеризующий уровень засорения выборки ($0 \leq \varepsilon < 0,5$). Указанная модель распределения известна в литературе как модель засорения Шурыгина [5]. Она применялась в работе [4] непосредственно к результатам измерения сдвига шкал, а не к результатам измерения времени задержки принимаемых сигналов в разнесенных пунктах А и В. Поэтому некоторые особенности алгоритмов измерений в системах синхронизации не учитывались.

Задача настоящей работы – выяснить, как влияют алгоритмы синхронизации на распределение сдвига шкал в пунктах А и В, если смесью распределений (1) моделируются измеренные времена задержки в канале транслируемых и ретранслируемых сигналов.

Алгоритмы измерений в системах синхронизации основываются либо на учете, либо на исключении времени задержки сигналов синхронизации в среде распространения. Алгоритмы синхронизации можно разделить на три группы [6,7].

К первой группе относятся алгоритмы односторонней передачи информации из одного пункта (А) в другой (В). Сдвиг шкал времени пунктов $\Delta T^A = -\Delta T^B$ при односторонней передаче можно определить, если известно время задержки сигналов между пунктами τ_p^{AB} . Примеры реализации методов первой группы – СДВ, ДВ и спутниковые навигационные системы; система, использующая отражение сигналов от Луны; телевизионные каналы; односторонний радиометеорный канал; кабельные, лазерные и волоконно-оптические линии.

Во второй группе используется излучение сигналов из общего пункта, в котором располагается дополнительный высокостабильный источник (О). Сигналы из общего пункта принимаются в сличаемых пунктах А и В. Сдвиг шкал времени пунктов А и В ($\Delta T^A = -\Delta T^B$) при этом определяется с учетом известной разности задержек сигналов между общим пунктом и сличаемыми пунктами ($\tau_p^{OA} - \tau_p^{OB}$). Вторая группа алгоритмов получила название метода общего охвата, или метода третьего генератора. Алгоритмы второй группы реализуются в спутниковых радионавигационных системах (СРНС) Глонасс и GPS (Навстар) в дифференциальном режиме, а также в радиоинтерферометрах со сверхдлинными базами (РСДБ). В СРНС дополнительным источником является стандарт

времени на борту спутника. В РСДБ роль дополнительных источников играют высокостабильные сигналы космического происхождения (пульсары, квазары).

Третья группа алгоритмов основана на двусторонней передаче информации. При этом время задержки сигналов между пунктами может быть неизвестным, требуется только его высокая стабильность и обратимость (в идеальном случае $\tau_P^{AB} = \tau_P^{BA}$). Особенностью одного из возможных алгоритмов двусторонней передачи информации, принятого называть встречным методом (ВМ), является необходимость в обмене информацией о результатах измерений между пунктами. Другие разновидности алгоритмов этой группы, такие, как ретрансляционный и опорно-ретрансляционный методы (РМ и ОРМ), позволяют исключить этот обмен информацией.

Поскольку в первой и второй группах излучаются сигналы только из одного пункта, алгоритмы этих групп относятся к категории пассивных. Алгоритмы третьей группы относятся к активным (сигналы излучаются каждым пунктом) и реализуются в радиометеорном, спутниковых, оптических и телефонных каналах связи.

Законы распределения погрешностей при измерении сдвига шкал для алгоритмов первой группы удовлетворительно описываются принятой моделью (1), поскольку сдвиг шкал определяется случайным временем задержки сигнала только в одном пункте.

Характерной общей чертой алгоритмов второй и третьей групп является то, что измеренный сдвиг шкал выражается через разность результатов измерения времени задержки принимаемых сигналов в пунктах А и В [6, 7], что позволяет исключить неизвестное время распространения. Установим, как это обстоятельство сказывается на вероятностных характеристиках погрешностей при измерении сдвига шкал.

Распределение погрешностей измерения сдвига шкал найдем в предположении, что система синхронизации работает в соответствии с одним из алгоритмов двусторонней передачи информации, называемым встречным методом. В этом случае измеренный сдвиг шкал в пункте А выражается соотношением

$$\Delta \hat{T}^A = 0,5(t_1^A - t_1^B). \quad (2)$$

Абсолютная суммарная погрешность единичного измерения определяется как

$$\Delta_S = \Delta \hat{T}^A - \Delta T, \quad (3)$$

где $\Delta \hat{T}^A$ – результат измерения; ΔT – истинный сдвиг шкал. Применяя вероятностный подход, будем считать величины $0,5t_1^A, -0,5t_1^B$ независимыми случайными величинами ξ и η соответственно с плотностями вероятности, представляющими собой смесь из суммы K нормальных плотностей вероятности каждая:

$$p_{\xi}(x) = \sum_{\mu=1}^K \frac{\varepsilon_{x\mu}}{\sqrt{2\pi D_{x\mu}}} \exp\left[-\frac{(x - a_{x\mu})^2}{2D_{x\mu}}\right], \quad (4)$$

$$p_{\eta}(y) = \sum_{v=1}^K \frac{\varepsilon_{yv}}{\sqrt{2\pi D_{yv}}} \exp\left[-\frac{(y - a_{yv})^2}{2D_{yv}}\right], \quad (5)$$

где K – общее число слагаемых в смеси; $\varepsilon_{x\mu}$ и ε_{yv} – весовые коэффициенты составляющих смеси распределений; $a_{x\mu}$ и a_{yv} – их центры распределений; $D_{x\mu}$ и D_{yv} – их дисперсии. Весовые коэффициенты составляющих смеси распределений удовлетворяют условиям:

$$\sum_{\mu=1}^K \varepsilon_{x\mu} = 1, \quad \sum_{v=1}^K \varepsilon_{yv} = 1. \quad (6)$$

При $K=2$ законы распределения (4) и (5) сводятся к модели Шурыгина (1), где $\varepsilon_{x1} = \varepsilon_{y1} = 1 - \varepsilon$, $\varepsilon_{x2} = \varepsilon_{y2} = \varepsilon$. Представляет интерес также случай $K=3$.

Измеренный сдвиг шкал времени (формула (2)) также является случайной величиной ζ , пр

ставляющей сумму случайных величин:

$$\zeta = \xi + \eta. \quad (7)$$

При определении плотности вероятности суммы независимых случайных величин по известным плотностям вероятности слагаемых удобно оперировать характеристическими функциями [8].

Характеристические функции случайных величин ξ и η имеют вид

$$\begin{aligned} \Phi_{\xi}(j\vartheta) &= \sum_{\mu=1}^K \varepsilon_{x\mu} \exp(ja_{x\mu}\vartheta - \frac{D_{x\mu}\vartheta^2}{2}), \\ \Phi_{\eta}(j\vartheta) &= \sum_{\nu=1}^K \varepsilon_{y\nu} \exp(ja_{y\nu}\vartheta - \frac{D_{y\nu}\vartheta^2}{2}). \end{aligned} \quad (8)$$

Характеристическая функция случайной величины ζ выражается через характеристические функции случайных величин ξ и η следующим образом

$$\Phi_{\zeta}(j\vartheta) = \Phi_{\xi}(j\vartheta)\Phi_{\eta}(j\vartheta). \quad (9)$$

Подставив формулы (8) в выражение (9), получим

$$\Phi_{\zeta}(j\vartheta) = \sum_{\mu=1}^K \sum_{\nu=1}^K \varepsilon_{x\mu} \varepsilon_{y\nu} \exp[j(a_{x\mu} + a_{y\nu})\vartheta - \frac{(D_{x\mu} + D_{y\nu})\vartheta^2}{2}], \quad (10)$$

или иначе

$$\Phi_{\zeta}(j\vartheta) = \sum_{k=1}^{K^2} \varepsilon_{zk} \exp(ja_{zk}\vartheta - \frac{D_{zk}\vartheta^2}{2}), \quad (11)$$

где $k = \mu + K(\nu - 1)$; $\varepsilon_{zk} = \varepsilon_{x\mu} \varepsilon_{y\nu}$; $a_{zk} = a_{x\mu} + a_{y\nu}$; $D_{zk} = D_{x\mu} + D_{y\nu}$. Выполнив обратное преобразование Фурье от характеристической функции случайной величины ζ , установим, что плотность вероятности измеренного сдвига шкал $\Delta\hat{T}^A$ и плотность вероятности погрешности измерения сдвига шкал Δ_S в оговоренных выше условиях подчиняются следующему закону:

$$p_{\zeta}(z) = \sum_{k=1}^{K^2} \frac{\varepsilon_{zk}}{\sqrt{2\pi D_{zk}}} \exp[-\frac{(z - a_{zk})^2}{2D_{zk}}]. \quad (12)$$

Таким образом, если для вероятностного описания реальных результатов измерения времени задержки в канале принимаемых сигналов в пунктах А и В требуются модели, представленные смесями K нормальных распределений согласно выражениям (1) или (4), то в соответствии с полученной формулой (12) законы распределения измеренного в пунктах А и В сдвига шкал и его погрешностей измерения в общем случае будут являться аддитивными смесями K^2 нормальных ε_{zk} -взвешенных распределений с параметрами a_{zk} и D_{zk} . Следует заметить, что на основании соотношения (3) параметры a_{zk} плотностей вероятности случайных величин $\Delta\hat{T}^A$ и Δ_S отличаются на ΔT .

Результаты теоретического анализа подтвердились численным исследованием робастных процедур вторичной обработки результатов измерения, выполненным на статистической модели алгоритмов третьей группы, применяемых для синхронизации шкал времени по радиоканалу.

На рис. 1 показаны гистограммы распределения времен задержки принятого сигнала в пунктах А и В, а также сдвига шкал в пункте А при синхронизации встречным методом.

Изложим особенности принятой методики статистического моделирования. Для встречного и ретрансляционного алгоритмов измерения сдвига шкал времени задаются сдвиг шкал $\Delta T^A = -\Delta T^B$, время распространения τ_p , задержка опорного сигнала t_0 , коэффициент опорной ретрансляции n , абсолютное значение нестабильности времени распространения $\Delta\tau$. С помощью ЭВМ генерируются четыре массива независимых случайных величин ($\delta_1^A, \delta_2^A, \delta_1^B, \delta_2^B$), соответствующих абсолютным значениям погрешностей измерения временного положения сигналов в пунктах и имеющих ε -загрязненное распределение (1). Здесь индексы 1 и 2 соответствуют моментам вре-

мени, в которые сигнал излучается впервые (транслируется) и ретранслируется с задержкой t_0 . Параметры основного и засоряющего распределений для каждой случайной величины $\delta_1^A, \delta_2^A, \delta_1^B, \delta_2^B$ выбираются независимо.

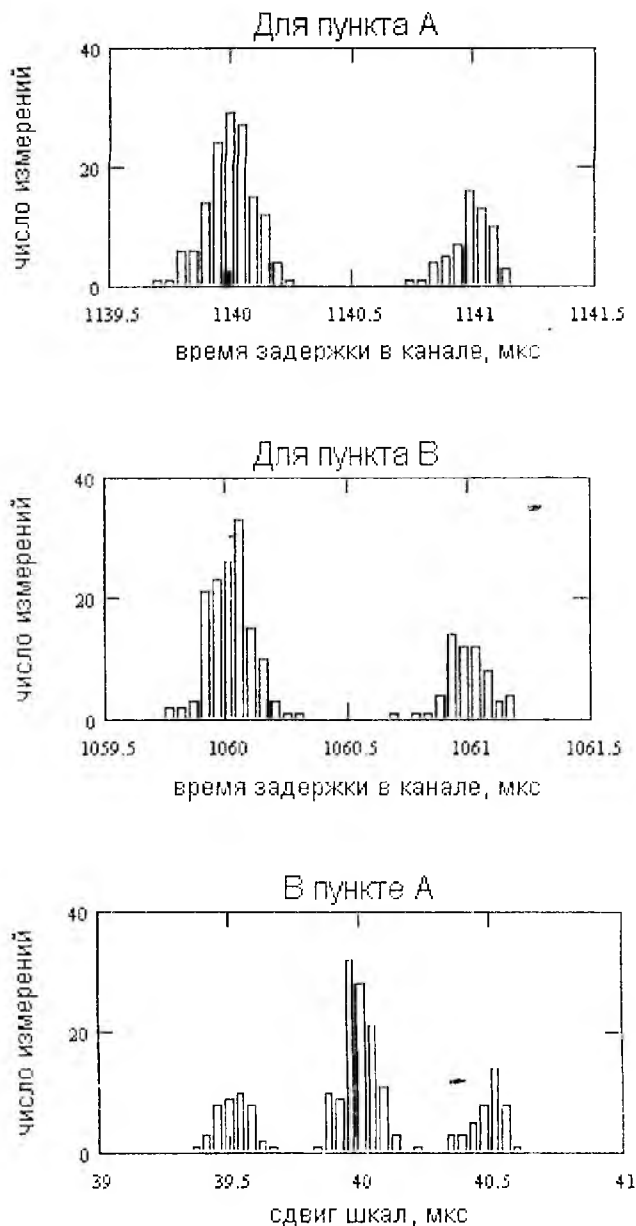


Рис. 1

Используя полученные массивы, оцениваются результаты измерения временного положения транслированного и ретранслированного сигналов в каждом периоде синхронизации:

$$\begin{aligned} t_1^A &= \Delta T^A + \tau_p + \delta_1^A, \\ t_1^B &= \Delta T^B + \tau_p + \delta_1^B, \\ t_2^A &= (n+1)\Delta T^A + (n+1)t_0 - (n-1)\tau_p - n\delta_1^B + \Delta\tau + \delta_2^A, \\ t_2^B &= (n+1)\Delta T^B + (n+1)t_0 - (n-1)\tau_p - n\delta_1^A + \Delta\tau + \delta_2^B. \end{aligned} \quad (13)$$

Подчеркнем, что все перечисленные выше источники погрешностей измерения сдвига шкал учитываются случайными величинами $\delta_1^A, \delta_2^A, \delta_1^B, \delta_2^B$ с двухмодальным распределением (1).

После этого вычисляются результаты единичных измерений сдвига шкал в пунктах А и В разными алгоритмами:

– встречным –

$$\Delta T_{BM}^A = (t_1^A - t_1^B)/2, \quad \Delta T_{BM}^B = (t_1^B - t_1^A)/2; \quad (14)$$

– ретрансляционным –

$$\Delta T_{PM}^A = [t_2^A + (n-1)t_1^A - (n+1)t_0]/2, \quad \Delta T_{PM}^B = [t_2^B + (n-1)t_1^B - (n+1)t_0]/2; \quad (15)$$

– совместным ретрансляционным –

$$\Delta T_{PM}^C = (\Delta T_{PM}^A - \Delta T_{PM}^B)/2. \quad (16)$$

На рис. 2 и рис. 3 для двух случаев, отличающихся коэффициентами ретрансляции ($n = 1$ и $n = 0,5$), показаны поля корреляции погрешностей измерения сдвига шкал в пунктах А и В для одного варианта значений указанных выше величин.

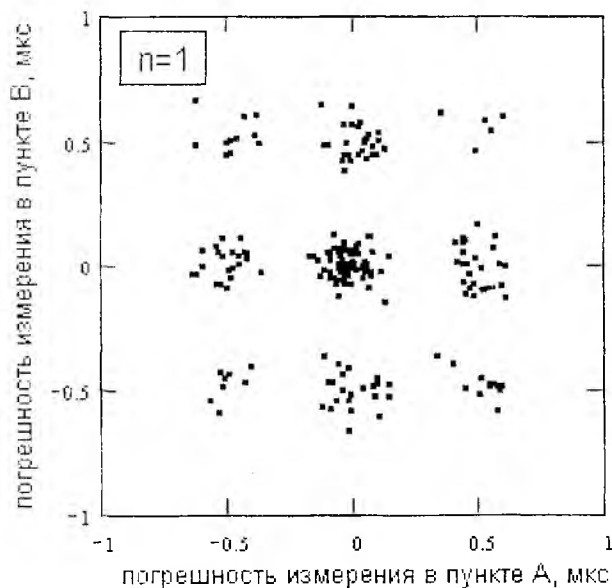


Рис. 3

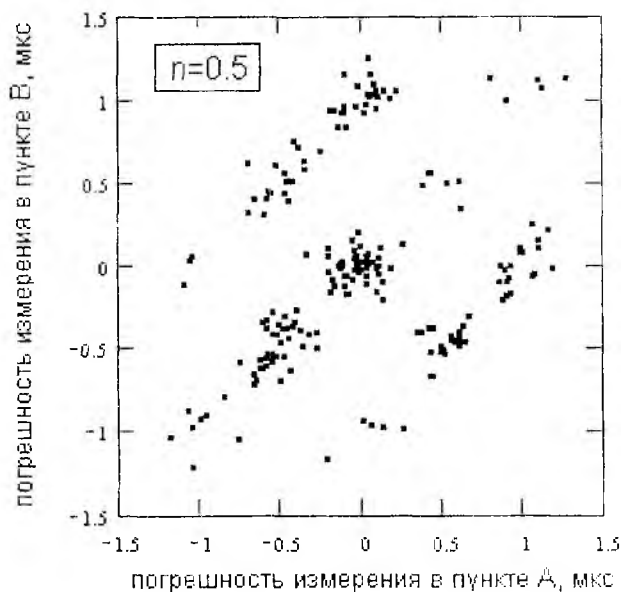


Рис. 3

Исследования проводились для различных значений величин, входящих в формулы (13)...(16), и для различных значений параметров законов распределения случайных величин δ_1^A , δ_2^A , δ_1^B , δ_2^B . Результаты моделирования, приведенные на рис. 1-3, получены для следующих принятых значений: время распространения – $\tau_p = 1100$ мкс, задержка опорного сигнала – $t_0 = 1200$ мкс, коэффициент опорной ретрансляции – $n = 1$ (см. рис. 2) и $n = 0,5$ (рис. 3), абсолютное значение нестабильности времени распространения – $\Delta\tau = 0$, истинный сдвиг шкал в пунктах А и В – $\Delta T^A = 40$ мкс, $\Delta T^B = -40$ мкс соответственно. Общее число обрабатываемых результатов – $N = 200$. Параметры законов распределения случайных величин δ_1^A , δ_2^A , δ_1^B , δ_2^B , задаваемых моделью (1), выбраны одинаковыми:

– уровень засорения – $\varepsilon_1^A = \varepsilon_2^A = \varepsilon_1^B = \varepsilon_2^B = 0,3$;

– математическое ожидание основного лепестка распределения – $m_1^A = m_1^B = m_2^A = m_1^B = 0$;

– среднее квадратическое отклонение (СКО) основного лепестка распределения –

$$\sigma_1^A = \sigma_1^B = \sigma_2^A = \sigma_1^B = 0,1 \text{ мкс};$$

– математическое ожидание бокового лепестка распределения – $m_{1h}^A = m_{1h}^B = m_{2h}^A = m_{1h}^B = 1 \text{ мкс}$;

– среднее квадратическое отклонение бокового лепестка распределения –

$$\sigma_{1h}^A = \sigma_{1h}^B = \sigma_{2h}^A = \sigma_{1h}^B = 0,1 \text{ мкс}.$$

Выбор одинаковыми характера закона распределения, уровня засорения и математических ожиданий основного и бокового лепестков распределений равносильно предположению о стабильности и взаимности канала синхронизации. Гистограммы, полученные при синхронизации встречным методом, позволяют сделать следующий вывод.

При условии взаимности канала синхронизации появление асимметрии в распределении времени задержки сигнала в каждом канале (вплоть до двухмодального распределения) не сопровождается асимметрией в распределении измеренного сдвига шкал. Распределения сдвига шкал в каждом пункте и погрешности его измерения остаются симметричными, хотя и трехмодальными. Это значит, что такая асимметрия распределения времени задержки сигнала в каждом канале существенного смещения оценки центра распределения сдвига шкал (погрешностей измерения) не вызывает, а лишь приводит к увеличению ее дисперсии.

Обратим внимание на то обстоятельство, что при синхронизации встречным методом характер распределения и параметры случайных величин δ_2^A и δ_2^B не влияют на распределение сдвига шкал (погрешности его измерения), так как в этом случае отсутствует ретрансляция сигнала, а следовательно при встречном методе синхронизации к каналу предъявляется только требование взаимности. Для ретрансляционных методов важно, чтобы радиоканал удовлетворял выполнению обоих требований – взаимности и стабильности.

Следует заметить, что результаты моделирования охватывают более широкий круг различий в качественных показателях среды распространения и аппаратных задержек, чем теоретический анализ. Теоретический результат получен только для случая, когда сдвиг шкал выражается через разность времен задержки принимаемых сигналов в пунктах А и В, что справедливо для встречного метода. Для ретрансляционного метода с коэффициентом ретрансляции $n = 1$ выведенный результат (см. выражение (12)) также справедлив, но распределение погрешности измерения ΔT^A определяется вероятностными характеристиками случайных величин $\xi = -0,5\delta_1^B$ и $\eta = 0,5\delta_2^A$. На рис. 3 приведено поле корреляции погрешностей синхронизации в пунктах А и В для случая, когда коэффициент ретрансляции $n = 0,5$. Как видно из рис. 3 распределение погрешностей является многомодальными, и, кроме того, существует корреляция между погрешностями синхронизации в указанных пунктах. При этом распределения сдвигов шкал ΔT^A и ΔT^B и их погрешностей измерения определяются вероятностными характеристиками линейных комбинаций случайных величин

$$[(n-1)\delta_1^A - n\delta_1^B + \delta_2^A]/2 \text{ и } [(n-1)\delta_1^B - n\delta_1^A + \delta_2^B]/2$$

соответственно.

Список литературы: 1. Система синхронизации первичной цифровой сети связи Украины. Основные положения. Министерство связи Украины. УНИИС. К., 1996. 2. Бирюков Н.Л., Кильчицкий Е.В., Савчук А.В. Синхронизация сети связи // Діловий кур'єр ЗВ'ЯЗОК (Всеукраїнський інформаційний тижневик), 1998. №29. С.4. 3. Грановский В.А., Сирая Г.Н. Методы обработки экспериментальных данных при измерениях. Л.: Энергоатомиздат, 1990. 288 с. 4. Бавыкина В.В., Трошин О.Л. Численное исследование робастных процедур оценивания погрешностей метеорологического сличения шкал времени // Радиотехника. Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С.75–82. 5. Айвазян С.А., Енюков И.С., Мешалкин Л.Д. Прикладная статистика: Основы моделирования и первичная обработка данных. М.: Финансы и статистика, 1983. 471 с. 6. Метеоры сегодня / Кащеев Б.Л., Коваль Ю.А., Горбач В.И., Бондарь Б.Г. К.: Техника, 1996. 196 с. 7. Кащеев Б.Л., Коваль Ю.А., Кундюков С.Г. О возможности использования радиометеорологического канала для национальной сети связи Украины // Діловий кур'єр ЗВ'ЯЗОК: Всеукраїнський інформаційний тижневик, 1999. №5. С. 32–36. 8. Тихонов В.И., Харисов В.Н. Статистический анализ и синтез радиотехнических устройств и систем. М.: Радио и связь, 1991. 608 с.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 5.07.2000

ПОГРЕШНОСТЬ ВАТТМЕТРОВ ПРОХОДЯЩЕЙ МОЩНОСТИ СВЧ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ВНЕПОЛОСНЫМИ СОСТАВЛЯЮЩИМИ СПЕКТРА

Преимущества датчиков проходящей мощности на основе поглощающей стенки при измерении больших и сверхбольших уровней проходящей мощности перед другими, основанными на эффекте Холла и направленных ответвителях, очевидны. Это объясняется их высокой электрической и тепловой прочностью, простотой, надежностью, точностью. Они в отличие от “конкурентов” способны работать в условиях сильных механических и электромагнитных помех, а также при наличии в сигнале внеполосных и паразитных составляющих. Однако до настоящего времени количественная оценка этого влияния производилась только для ваттметров проходящей мощности СВЧ, основанных на использовании направленных ответвителей, многоэлементных болометрических и двухэлементных пондеромоторных преобразователей [1]. В настоящей статье приводятся результаты расчета дополнительного нагрева тонких поглощающих стенок внеполосными составляющими спектра сигнала, обусловленными, с одной стороны, различными неоднородностями в тракте, с другой – типом конструкции и качеством СВЧ генератора.

Методика расчета основана на определении температуры тонкой (50 мкм) поглощающей стенки из константана под воздействием высших типов волн на частоте основного типа и на второй-пятой гармониках, распространяющихся на волнах H_{20} , H_{10} , H_{11} , H_{21} , H_{30} , E_{11} и E_{21} , и сравнении с температурой той же стенки под воздействием основного типа волн H_{10} отдельно на узкую и широкую стенки. При этом необходимо было решить тепловую задачу о стационарном температурном поле реальных датчиков с реальными начальными и граничными условиями. Уровень внеполосных составляющих был задан, исходя из предельных значений, допускаемых соответствующими стандартами для серийных магнетронов. В качестве примера рассмотрен спектр одного из серийных магнетронов.

В результате установлено, что наличие дополнительного нагрева внеполосными составляющими с уровнями порядка сотых долей процента по отношению к уровню волны основного типа приводит к дополнительной систематической погрешности в единицы процентов.

В полом металлическом волноводе помимо основного типа волны и частоты могут существовать и паразитные внеполосные временные и пространственные составляющие спектра, причин возникновения которых несколько.

Если в волноводе имеются неоднородности (диафрагмы, штыри, изгибы, сочленения двух или нескольких отрезков, изменение формы или размеров поперечного сечения), то в местах их нахождения возникают волны, тип которых определяется конфигурацией неоднородности. Частота колебаний при этом остается одной и той же. Поэтому распространение этих волн на более или менее значительное расстояние возможно только тогда, когда длина волны основного типа значительно меньше критической. В противном случае они быстро затухают.

Если на выходе генератора СВЧ колебаний имеются кроме основной еще и высшие временные гармоники (с удвоенной, утроенной и т. п. частотами), также возникают высшие типы волн с соответствующими частотами. Эти гармоники могут распространяться как волны различных типов, конфигурация которых тоже зависит от характера неоднородностей внутри волновода и от конфигурации элемента связи генератора с волноводом. Количество типов волн определяется значением основной частоты и размером сечения волновода. В качестве примера на рис. 1 приведен спектр колебаний одного из серийных магнетронов сантиметрового диапазона. Индексы типов волн m и n могут достигать значений 2 и 1 для второй гармоники, 4 и 2 – для третьей, 5 и 2 – для четвертой, 6 и 3 – для пятой гармоники. Общее количество высших типов волн для такого магнетрона достигает 51. Мощность, переносимая этими волнами, невелика. В приведенном примере она составляет около 0,003 % общей мощности, вырабатываемой генератором и распространяющейся в волноводе. Но все же в некоторых случаях и такая небольшая мощность высших типов волн при измерениях может играть существенную роль. Так, например, наличие

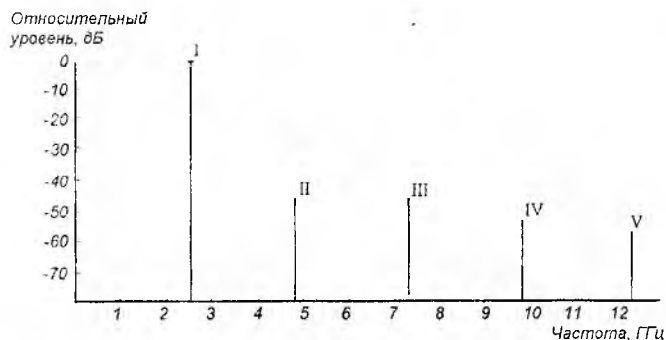


Рис. 1

высших типов волн может служить причиной возникновения больших погрешностей при измерении мощности с использованием направленных ответвителей [1, 2]. Поэтому необходимо исследовать влияние внеполосных составляющих спектра сигнала на нагрев поглощающей стенки в волноводе и, следовательно на погрешность измерения проходящей мощности СВЧ на этом принципе.

Из качественного рассмотрения метода поглощающей стенки следует, что незначительные по уровню паразитные составляющие спектра сигнала не могут приводить к большим погрешностям как в случае, описанном во [2], однако количественной оценки до сих пор выполнено не было.

Рассмотрим случай, когда в прямоугольном согласованном трехсантиметровом волноводе сечением 23×10 мм распространяется волна типа H_{10} , а также присутствует несколько высших типов волн с той же частотой, что и основной тип. Рассмотрим нагрев датчика из константановой поглощающей стенки толщиной 50 мкм, расположенной по всей широкой, а затем узкой стенке волновода и длиной 100 мм, т. е. порядка двух длин волн в волноводе.

Методика нахождения погрешности заключается в определении дополнительного нагрева внеполосными составляющими по сравнению с нагревом волной основного типа на частоте первой гармоники. При этом из решения уравнения для температурного поля поглощающей стенки численным методом [3] находилось распределение температуры по ее поверхности в случаях, когда в волноводе существует только волна H_{10} и когда присутствует только один из высших типов волн (общая мощность остается той же). В узлах сетки, используемой при решении уравнения теплопроводности, определялся модуль относительной разности температур в этих случаях. Полученные значения усреднялись по всей поверхности поглощающей стенки, и затем определялся относительный вклад в погрешность измерений внеполосных составляющих.

На рис. 2 приведены кривые, показывающие, как влияет на распределение температуры по поверхности стенки наличие одного из высших типов волн. При расчетах принималось, что в основном типе волны сосредоточено 99,99 % энергии, в высшем типе – 0,01 %.

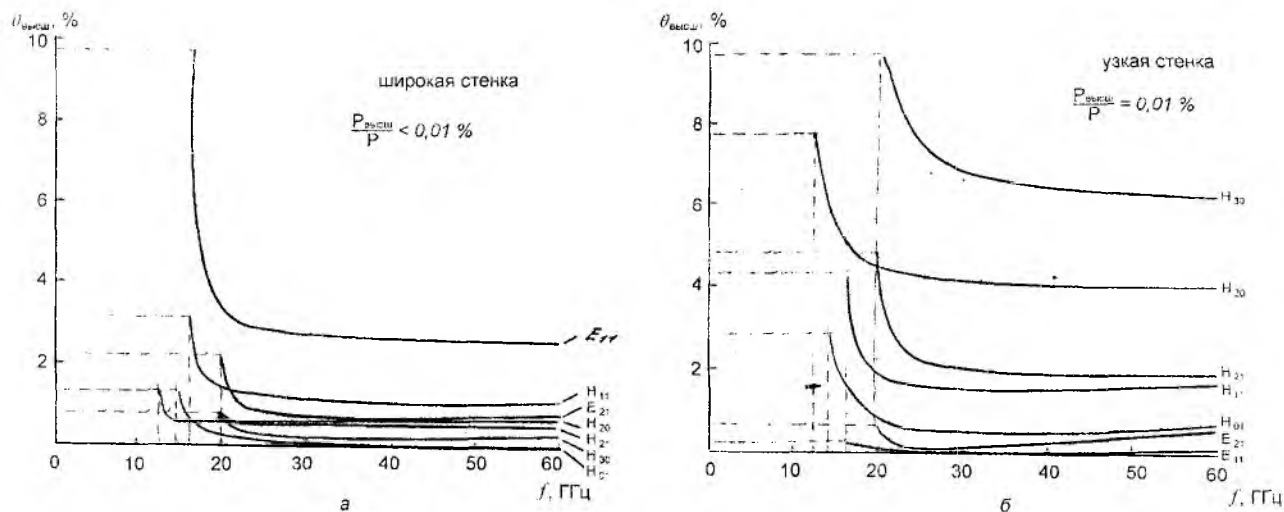


Рис. 2

На рис. 2 показано, что наличие некоторых типов волн может довольно сильно исказить результат измерений температуры стенки. Например, присутствие волны E_{11} с долей мощности 0,01 % общей мощности, распространяющейся в волноводе, приводит к погрешности измерения температуры широкой стенки в несколько процентов. Еще сильнее сказывается наличие волны H_{30} при установке датчика в узкую стенку.

Наибольшего значения погрешность достигает на частотах внеполосных паразитных составляющих, соответствующих их критическим или близким к ним значениям. С некоторыми приближениями можно считать, что энергия, переносимая ими, при этом почти полностью поглощается в датчике и может быть причиной роста погрешности измерений.

Из анализа полученных расчетных результатов можно сделать выводы:

1. Погрешность, вызванная наличием высших типов волн, слабо зависит от частоты. Кривые на рис. 2 идут почти горизонтально, за исключением участков вблизи критических частот. Однако, и там они даже в непосредственной близости от $f_{кр}$ растут слабо. Так, крайние значения $\theta_{высш}$ (см.

рис. 2) рассчитаны для частот, отличающихся от критических всего на 0,2 %. Но и там погрешности имеют тот же порядок значений, что и в рабочей полосе частот.

2. Выяснить, какой из высших типов волн сильнее влияет на распределение температуры, из качественного анализа распределения полей в волноводе нельзя, так как для этого необходимы численные расчеты. Это связано с тем, что конфигурация полей в волноводе при наличии внеполосных составляющих очень сложная, так как в одних точках поля основного и высшего типов волн складываются, в других – вычитаются, а при произвольных или изменяющихся фазах коэффициента отражения на гармониках картину поля определить крайне сложно, поэтому результирующий эффект можно получить только путем количественного анализа. Из графиков видно только, что те типы волн, которые сильно влияют на температуру широкой стенки, на температуру узкой влияют слабо, и наоборот.

На рис. 3 показана зависимость погрешности $\theta_{\text{высш}}$ от процентного содержания высших типов волн. Кривые хорошо аппроксимируются функцией $f = K_{mn} \sqrt{P_{\text{высш}}/P}$, где K_{mn} – коэффициент, зависящий от типа волны; $P_{\text{высш}}$ – мощность, переносимая только высшими типами волн; P – общая мощность генератора.

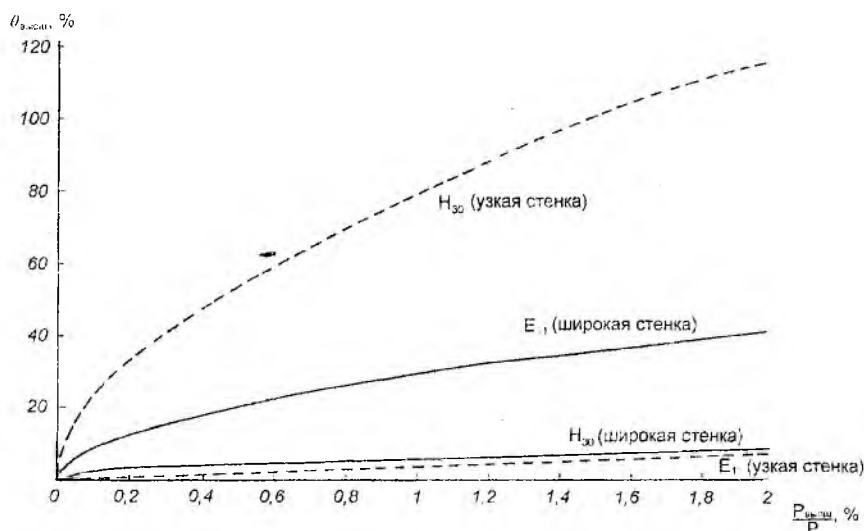


Рис. 3

Рис. 3 хорошо иллюстрирует ситуацию, когда при проектировании ваттметра датчик конструктивно надо устанавливать не в узкую, а в широкую стенку (волна H_{30}), и наоборот (волна E_{11}).

Если в волноводе присутствует сразу несколько высших типов волн, то их результирующее влияние не равно сумме влияний отдельных типов волн, а несколько слабее. Например, в случае, когда волна содержит 99,993 % энергии, а остальная энергия равномерно распределена между волнами H_{20} , H_{01} , H_{11} , H_{21} , H_{30} , E_{11} и E_{21} , для широкой стенки $\theta_{\text{высш}} = 1,2$ %. Значения же $\theta_{\text{высш}}$ для случаев, когда эти же типы волн существуют в отдельности, составляют 0,2; 0,03; 0,4; 0,2; 0,1; 0,9, 0,3 соответственно, что в сумме равно 2,1 %. Для узкой стенки эти же значения составляют 3,6 и 5 %. Это объясняется особенностями суммирования полей этих типов волн.

При наличии высших типов колебаний искажается картина распределения поля вдоль волновода, так как длина волны в волноводе для каждого типа волн имеет собственное значение, и в результате интерференции возникают дополнительные узлы и пучности поля. На рис. 4 показано распределение интенсивности поля $I(z)$ вдоль волновода для некоторых случаев присутствия внеполосных составляющих.

Рис. 4, а иллюстрирует ситуацию, когда в трехсантиметровом волноводе 99,93 % мощности переносится волной H_{10} , а остальные 0,07 % – волной H_{20} . Вследствие биений между этими двумя типами волн интенсивность поля вдоль волновода изменяется по синусоидальному закону.

На рис. 4, б приведена ситуация, когда мощность высших типов волн также составляет 0,07 % всей мощности, но существует два типа волн H_{20} и E_{11} , между которыми энергия распределена поровну, и характер биений в этом случае более сложен.

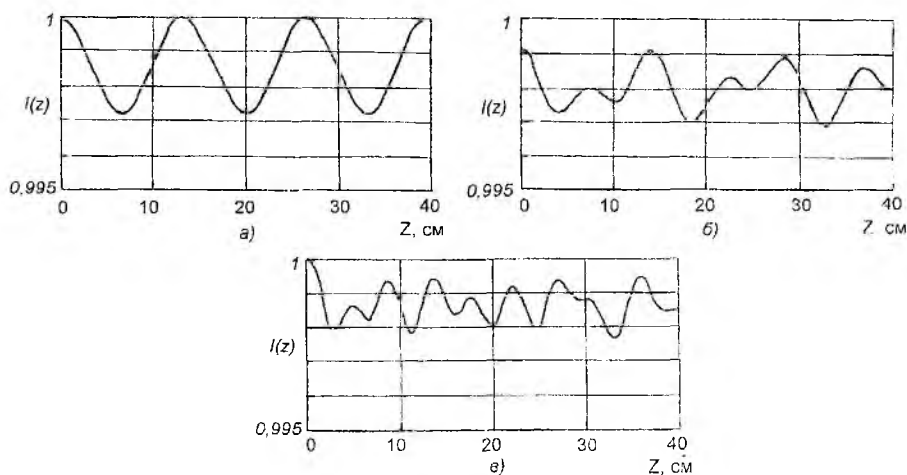


Рис. 4

И, наконец, на рис. 4, в изображен график биений между различными типами волн, когда кроме основной волны H_{10} в волноводе распространяются волны H_{20} , H_{30} , H_{01} , H_{11} , H_{21} , E_{11} и E_{21} . В каждой из них сосредоточено по 0,01 % общей мощности. Картина биений в этом случае очень сложная, и даже на участке длиной 40 см (длине волны в волноводе на основном типе) вдоль волновода нельзя заметить какой-либо периодичности.

Амплитуда биений во всех трех случаях мала, так как невелика мощность высших типов волн. Причем амплитуда больше в том случае, когда присутствует только один высший тип, чем в случае когда высших типов много. Но во всех случаях она настолько мала, что наличие биений при расчетах температуры можно не учитывать.

В случае, когда в волноводе наряду с колебаниями основной частоты присутствуют колебания высших гармоник (удвоенной, утроенной и т. п. частот), порядок погрешности, вносимой их наличием, такой же, как и в рассмотренном выше случае. Но значения погрешностей несколько меньше. Это связано с тем, что частоты колебаний здесь различны и соотношения фаз суммирующихся полей все время изменяется. Поэтому общий эффект примерно равен сумме влияний наличия каждого типа волн в отдельности. А так как мощность высших типов волн невелика, то и вклад их мал. Так, например, выше было показано, что когда волна E_{11} основной частоты содержит 0,01 % общей мощности, погрешность равна примерно 0,9 %. Если же колебания удвоенной частоты распространяются в виде волны этого типа, то погрешность составляет всего лишь 0,01 %. Это же относится и к степени искажения картины поля вдоль волновода.

Из анализа выполненных расчетов следует, что наличие в спектре высших временных гармоник значительно меньше оказывает влияние на погрешность датчика на поглощающей стенке, чем присутствие высших типов волн с той же частотой, что и основная волна.

В заключение можно сделать вывод о том, что ваттметры проходящей мощности СВЧ на основе поглощающей стенки обладают меньшей чувствительностью к наличию внеполосных составляющих спектра сигнала, чем все остальные типы ваттметров, и их можно рекомендовать к использованию в радиоэлектронных системах с большими и сверхбольшими уровнями мощности, где, как правило, эти составляющие встречаются.

Выполненные расчеты могут быть использованы также при оптимальном проектировании датчиков ваттметров проходящей мощности СВЧ.

Список литературы: 1. Мильников А.В., Перепелкин В.А., Шагин Ю.В. Чувствительность ваттметров СВЧ к паразитным гармоническим составляющим сигнала // Измерительная техника. 1980. № 2. С. 37–39. 2. Билык Е.Г., Лейкин В.Ю. Измерение переходного ослабления направленных ответвителей на волнах высших типов // Вопросы радиоэлектроники. 1970. Серия VI (РИТ). Вып. 2. С. 23–30. 3. Волков В.М. Методы расчета теплового режима тонкостенных СВЧ линий передачи // Радиофизика и электроника. 2000. № 1.

Харьковский государственный технический
Университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 8.06.2000

СИНТЕЗ КРУГЛОЙ АПЕРТУРЫ С ЗАДАННЫМ РАДИАЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПОЛЯ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ

Известно, что поле в зоне Френеля обладает более сложной пространственной структурой, чем в дальней зоне. Кроме угловой, оно имеет достаточно сложную зависимость от продольной (радиальной) координаты. Более того, вид углового распределения зависит от расстояния до антенны. В связи этим на практике может возникнуть необходимость в формировании поля в пространстве не только с заданным угловым, но и с заданным радиальным распределением. Это, например, может наблюдаться при разработке радиолокационных систем ближнего действия, космических систем передачи энергии СВЧ лучом (СПЭСЛ), систем обработки оптических и ультразвуковых изображений, представляющих большой интерес для медицинской диагностики, для которой высокое радиальное разрешение очень важно. В данной работе рассматривается задача синтеза круглой сфокусированной апертуры с заданным радиальным распределением поля в зоне Френеля при одновременном контроле вида углового распределения на фокальной сфере.

Основные соотношения

Антенна имеет вид круглой апертуры с радиусом R , центр которой лежит в начале цилиндрической системы координат ρ, φ, z (рис. 1).

Предположим, что поле возбуждения $\vec{E}_0(Q)$ линейно поляризовано и распределение амплитуды его имеет угловую симметрию. Направление главного максимума излучения задается углами φ_0 и ϑ_0 и в общем случае не совпадает с направлением нормали к плоскости апертуры. Тогда электрическое поле в зоне Френеля сфокусированной апертуры в приближении малых углов можно записать следующим образом [1]:

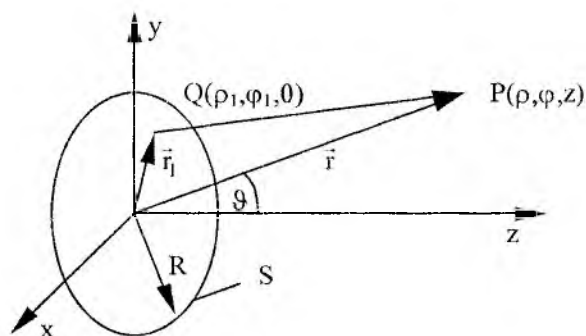


Рис. 1

$$\vec{E}(P) = \vec{e}_E \frac{ikR^2}{2\pi r} e^{-ikr} e^{-ik\frac{\rho^2}{2r}} E_0 \int_0^1 \int_0^{2\pi} A_0(u) e^{i\{2u^2\xi + u[-\psi_0 \cos(\varphi_0 - \varphi_1) + \psi \cos(\varphi - \varphi_1)]\}} u du d\varphi_1, \quad (1)$$

где $\vec{e}_E = \vec{E}_0 / |\vec{E}_0|$ – единичный вектор; $r = 2\pi/\lambda$ – волновое число в воздухе; E_0 – напряженность электрического поля в центре апертуры; $A_0(u)$ – функция, описывающая амплитудно-фазовое распределение (АФР) поля возбуждения без учета фокусирующего фазового множителя ($A_0(0) = 1$); $u = \rho_1/R$ – безразмерная радиальная координата; $\psi = kR \sin \vartheta$ – обобщенный угол; $\xi = b(1 - \chi_0/\chi)$ – обобщенная радиальная координата, определяющая расстояние от фокуса до точки наблюдения; $\chi = r/r_{fz}$, $\chi_0 = r_f/r_{fz}$, r_f и $r_{fz} = 8R^2/\lambda$ – расстояния от апертуры до фокуса и границы дальней зоны соответственно; $\psi_0 = kR \sin \vartheta_0$; $b = \pi/16\chi_0$. Заметим, что параметр χ_0 , обобщенный угол ψ_0 и угол φ_0 определяют пространственное положение точки фокуса.

Выполнив интегрирование по φ_1 получим

$$\vec{E}(\chi, \psi, \varphi) = \vec{e}_E E_0 \left(i\pi^2 / 8\chi_0 \right) e^{-ik\chi r_{fz}} F(\xi, \psi, \varphi), \quad (2)$$

$$\text{где } F(\xi, \psi, \varphi) = \left(1 - \frac{\xi}{b} \right) \frac{2}{\pi} \int_0^1 A_0(u) e^{i2u^2\xi} J_0 \left(u \sqrt{\psi_0^2 + \psi^2 - 2\psi_0\psi \cos(\varphi - \varphi_0)} \right) u du \quad (3)$$

описывает пространственное распределение комплексной амплитуды поля во френелевой и дальней зонах сфокусированной круглой апертуры при линейно поляризованном и осесимметричном амплитудном распределении; $J_0(x)$ – функция Бесселя первого рода. Очевидно, что если $\psi_0 = 0$, то $F(\xi, \psi, \varphi) = F(\xi, \psi)$, т. е. не зависит от угла φ .

При $\xi = 0$ получаем функцию, описывающую угловое распределение поля на фокальной сфере, т. е. обычную угловую диаграмму направленности (УДН), которая, как известно, такая, как для дальней зоны:

$$f_\psi(\psi) = F(\xi = 0, \psi, \varphi) = \frac{2}{\pi} \int_0^1 A_0(u) J_0 \left(u \sqrt{\psi_0^2 + \psi^2 - 2\psi_0\psi \cos(\varphi - \varphi_0)} \right) u du. \quad (4)$$

Радиальное распределение поля вдоль направления, задаваемого углами $\psi^{(1)}$ и $\varphi^{(1)}$, с точностью до несущественного для дальнейшего фазового множителя $\exp(-ik\chi r_{fz})$ определяется выражением

$$F(\xi, \psi_1, \varphi_1) = F^0(\xi) e^{i\xi} = e^{i\xi} \left(1 - \frac{\xi}{b} \right) \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 A_1(y) e^{i\xi y} dy = e^{i\xi} \left(1 - \frac{\xi}{b} \right) f_\xi(\xi), \quad (5)$$

где

$$y = 2u^2 - 1 \quad A_1(y) = A_0 \left(\sqrt{(y+1)/2} \right) J_0 \left(\sqrt{(y+1)/2} \sqrt{\psi_0^2 + \psi^{(1)2} - 2\psi_0\psi^{(1)} \cos(\varphi^{(1)} - \varphi_0)} \right). \quad (6)$$

Функцию $F^0(\xi)$ назовём функцией радиального распределения поля (ФРРП), а $f_\xi(\xi)$, которая связана с $A_1(y)$ преобразованием Фурье так же, как обычная угловая ДН линейной антенны с её АФР – радиальной диаграммой направленности (РДН). Величина $A_1(y) = A_1(2u^2 - 1)$ есть полное АФР на апертуре, сфокусированной на бесконечность и направление максимального излучения которой совпадает с оптической осью. Область значений $(-\infty, \pi/16\chi_0)$ переменной ξ соответствует переднему полупространству, значение $\xi = -\infty$ – положению точки наблюдения на апертуре ($\chi = 0$), $\xi = 0$ – в фокусе ($\chi = \chi_0$) и $\xi = b = \pi/16\chi_0$ – в бесконечности ($\chi \rightarrow \infty$). Очевидно, что при удалении фокуса от апертуры $\chi_0 \rightarrow \infty$ (приближении антенны к синфазной) величина $b \rightarrow 0$. Ближнюю границу зоны Френеля обозначим через ξ_1 ($\xi_1 < 0$, $|\xi_1| < \infty$), дальнюю границу через $\xi_2 = \pi(1 - \chi_0)/16\chi_0$. Функция $f(\xi)$ формально определена на всей оси $\xi \in (-\infty, \infty)$, но имеет физический смысл только на её части, а именно на $(-\infty, \pi/16\chi_0)$. По аналогии с обычной угловой ДН, интервал $(-\infty, \pi/16\chi_0)$ можно считать областью видимости РДН на оси ξ .

Постановка и общее решение задачи синтеза

Рассмотрим задачу синтеза круглой сфокусированной апертуры с заданной ФРРП. Пусть $F_{\xi 0}(\xi)$ – заданная ФРРП. Необходимо найти АФР $A_0(u)$, создающее радиальное распределение поля $F_\xi(\xi)$ в направлении $\psi^{(1)}, \varphi^{(1)}$, близкое по какому-либо критерию к $F_{\xi 0}(\xi)$.

Предварительно сделаем ряд замечаний. Поскольку РДН $f_{\xi 0}(\xi) = \frac{F_{\xi 0}(\xi)}{(1 - \xi/b)}$, как и в случае линейной антенны, связана с АФР преобразованием Фурье, то удобнее синтезировать $f_{\xi 0}(\xi)$ и применять методы, разработанные для синтеза линейных антенн по заданной УДН [2]. Кроме того, из выражения (5) видно, что связь между РДН $f(\xi)$ и приведенным АФР $A_1(y)$ не зависит от направления главного максимума излучения и от направления, для которого синтезируется РДН. Таким образом, если найдено АФР, создающее требуемую РДН при каких-либо заданных значениях величин

$\psi_0, \psi^{(1)}, \varphi_0, \varphi^{(1)}$, то для других значений этих величин нет необходимости вновь решать задачу синтеза. Достаточно воспользоваться уже полученным решением и соотношением (6). Однако описанный способ синтеза заданного осевого распределения поля или РДН может привести к мало пригодному на практике результату, ибо в этом случае при определении АФР, обеспечивающего нужную РДН, никак не контролируется угловое распределение поля, т. е. УДН. Следовательно, нет никаких гарантий в получении приемлемой УДН.

Чтобы избежать таких неприятных последствий, предлагаем следующий подход к задаче синтеза в зоне Френеля по заданной РДН.

Будем рассматривать комплексные РДН и УДН как элементы гильбертовых пространств со скалярными произведениями

$$(f_{\xi 1}, f_{\xi 2})_{g_1} = \int_{-\infty}^{\infty} f_{\xi 1}^*(\xi) f_{\xi 2}(\xi) g_1(\xi) d\xi, \quad (7)$$

$$(f_{\psi 1}, f_{\psi 2})_{g_2} = \int_0^{\infty} f_{\psi 1}^*(\xi) f_{\psi 2}(\xi) g_2(\xi) d\xi, \quad (8)$$

где * – знак комплексного сопряжения; $g_{1,2}(\xi)$ – неотрицательные во всей области интегрирования весовые функции; $f_{\xi 1}, f_{\xi 2}$ и $f_{\psi 1}, f_{\psi 2}$ – элементы гильбертовых пространств $L^2_{f_{\xi}}(\xi_1, \xi_2)$. $L^2_{f_{\psi}}(0, \infty)$ соответственно. Комплексные амплитуды $A_1(\gamma)$ тогда в силу равенства Парсеваля должны принадлежать пространству $L^2[-1, 1]$.

Пусть $f_{\xi 0}(\xi)$ и $f_{\psi 0}(\psi)$ – заданные РДН и УДН соответственно. Уклонение полученных в результате синтеза диаграмм от заданных оценим квадратами норм в $L^2_{f_{\xi}}$ и $L^2_{f_{\psi}}$ разностей диаграмм:

$$\varepsilon_1 = \|f_{\xi 0}(\xi) - f_{\xi}(\xi)\|_{L^2_{f_{\xi}}[\xi_1, \xi_2]}^2, \quad (9)$$

$$\varepsilon_2 = \|f_{\psi 0}(\xi) - f_{\psi}(\xi)\|_{L^2_{f_{\psi}}[0, \infty]}^2, \quad (10)$$

где $[\xi_1, \xi_2]$ – интервал на котором контролируется близость заданной и синтезируемой РДН.

Введем функционал

$$\varepsilon = \|f_{\xi 0}(\xi) - f_{\xi}(\xi)\|_{L^2_{f_{\xi}}[\xi_1, \xi_2]}^2 + \mu \|f_{\psi 0}(\psi) - f_{\psi}(\psi)\|_{L^2_{f_{\psi}}[0, \infty]}^2. \quad (11)$$

Задачу синтеза сформулируем следующим образом. Найти АФР $A_1(\gamma) \in L^2[-1, 1]$, обеспечивающее минимум функционала ε при условии, что квадрат невязки синтезированной РДН не превышает заданного значения δ , т. е.

$$\min_{A_1 \in L^2[-1, 1]} \left\{ \|f_{\xi 0}(\xi) - f_{\xi}(\xi)\|_{L^2_{f_{\xi}}[\xi_1, \xi_2]}^2 + \mu \|f_{\psi 0}(\psi) - f_{\psi}(\psi)\|_{L^2_{f_{\psi}}[0, \infty]}^2 \right\}. \quad (12)$$

При этом параметр μ определяем из такого функционального уравнения:

$$\|f_0(\xi) - f(\xi)\|_{L^2_{f_{\xi}}[\xi_1, \xi_2]}^2 = \delta, \quad (13)$$

где δ – заданная точность синтеза требуемой РДН в области, соответствующей зоне Френеля.

Поскольку целью является получение заданной РДН при приемлемой УДН, то в качестве $f_{\psi 0}(\psi)$ желательно выбрать какую-либо реализуемую УДН, обладающую приемлемыми свойствами. В качестве УДН можно взять ДН, созданную некоторым стандартным (типовым) АР.

Искомое АФР представим в виде разложения по некоторой полной в $L^2[-1,1]$ системе функций $\{\phi_n(y)\}_{n=0}^{\infty}$:

$$A_{1,N}(y) = \sum_{n=0}^N b_n \phi_n(y), \quad (14)$$

которое является N -ым конечномерным приближением к точному решению $A_1(y)$, получаемому при $N \rightarrow \infty$.

Подставив выражение (14) в функцию (11) и после ряда преобразований получим

$$\varepsilon_N = \|f_{\xi 0}\|_{L^2_{f_{\xi}}}^2 + \|f_{\psi 0}\|_{L^2_{f_{\psi}}}^2 + \langle \mathbf{b}_N^* (\Phi + \mu \mathbf{P}) \mathbf{b}_N \rangle - 2 \operatorname{Re} \langle \mathbf{b}_N^*, \mathbf{c}_N + \mu \mathbf{d}_N \rangle, \quad (15)$$

где $\mathbf{b}_N$ – вектор-столбец искомых коэффициентов b_n ; $\|f_{\xi 0}\|^2$, $\|f_{\psi 0}\|^2$ – квадрат нормы заданных РДН на $L^2_{f_{\xi}}[\xi_1, \xi_2]$ с весом $g_1(\xi)$ и УДН на $L^2_{f_{\psi}}[0, \infty]$ с весом $g_2(\psi)$; Φ и $\mathbf{P}$ – квадратные симметрические матрицы порядка $(N+1)$ с элементами

$$\Phi_{n,m} = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \phi_n(y) \phi_m^*(y') K_1(y, y') dy' dy, \quad (16)$$

$$P_{n,m} = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \phi_n(y) \phi_m^*(y') K_2(y, y') dy' dy, \quad (17)$$

$$\text{где } K_1(y, y') = \frac{1}{4\pi^2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} e^{-i(y-y')\xi} g_1(\xi) d\xi,$$

$$K_2(y, y') = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{J_0\left(\sqrt{0.5(y+1)} \cdot \sqrt{\psi_0^2 + \psi^2 - 2\psi_0\psi \cos(\varphi - \varphi_0)}\right)}{J_0\left(\sqrt{0.5(y+1)} \cdot \sqrt{\psi_0^2 + \psi^{(1)2} - 2\psi_0\psi^{(1)} \cos(\varphi^{(1)} - \varphi_0)}\right)} \times \\ \times \frac{J_0\left(\sqrt{0.5(y'+1)} \cdot \sqrt{\psi_0^2 + \psi^2 - 2\psi_0\psi \cos(\varphi - \varphi_0)}\right)}{J_0\left(\sqrt{0.5(y'+1)} \cdot \sqrt{\psi_0^2 + \psi^{(1)2} - 2\psi_0\psi^{(1)} \cos(\varphi^{(1)} - \varphi_0)}\right)} g_2(\psi) \psi d\psi,$$

$\mathbf{c}_N$ и $\mathbf{d}_N$ – векторы-столбцы с элементами

$$c_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \phi_n(y') \int_{\xi_1}^{\xi_2} f_{\xi 0}^*(\xi) e^{-iy'\xi} g_1(\xi) d\xi dy', \quad (18)$$

$$d_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} f_{\psi 0}^*(\psi) \psi \int_{-1}^1 \phi_n(y) \frac{J_0\left(\sqrt{0.5(y+1)} \cdot \sqrt{\psi_0^2 + \psi^2 - 2\psi_0\psi \cos(\varphi - \varphi_0)}\right)}{J_0\left(\sqrt{0.5(y'+1)} \cdot \sqrt{\psi_0^2 + \psi^{(1)2} - 2\psi_0\psi^{(1)} \cos(\varphi^{(1)} - \varphi_0)}\right)} dy d\psi. \quad (19)$$

Оптимальный вектор $\mathbf{b}_{N0}$, на котором функционал ε_N достигает минимума, определяем из условия равенства нулю первой вариации его по $\langle \mathbf{b}_N^* \rangle$:

$$\mathbf{b}_{N0} = (\Phi + \mu \mathbf{P})^{-1} (\mathbf{c}_N + \mu \mathbf{d}_N), \quad (20)$$

а множитель μ является решением уравнения (13). Минимальное значение ε_N при этом равно

$$\varepsilon_{N,\min} = \|f_{\xi 0}\|^2 + \mu \|f_{\psi 0}\|^2 - \langle (\mathbf{c}_N + \mu \mathbf{d}_N)^* (\Phi + \mu \mathbf{P})^{-1} (\mathbf{c}_N + \mu \mathbf{d}_N) \rangle. \quad (21)$$

Полное амплитудно-фазовое распределение с учетом квадратичного фокусирующего и обеспечивающего отклонение направления главного максимума линейного фазовых распределений определяем соотношением

$$A(u, \varphi_1) = A_{1,N} (2u^2 - 1) \cdot \frac{\exp\{i[2u^2 b - u\psi_0 \cos(\varphi_0 - \varphi_1)]\}}{J_0(u\sqrt{\psi_0^2 + \psi^{(1)2}} - 2\psi_0\psi^{(1)} \cos(\varphi_0 - \varphi_1))}. \quad (22)$$

Численные результаты

Пусть требуемое радиальное распределение поля (ФРПП) вдоль направления, определяемого углом $\psi^{(1)} = 0$, постоянно на интервале $[\xi_1^{(1)}, \xi_2^{(1)}]$ и равно нулю вне его, т. е.

$$F_{\xi 0}(\xi) = \begin{cases} 1, & \xi \in [\xi_1^{(1)}, \xi_2^{(1)}] \\ 0, & \xi \in [\xi_1^{(1)}, \xi_1^{(1)}) \cup (\xi_2^{(1)}, \xi_2] \end{cases},$$

соответственно требуемая РДН будет иметь вид

$$f_{\xi 0}(\xi) = \begin{cases} \frac{1}{(1 - \xi/b)}, & \xi \in [\xi_1^{(1)}, \xi_2^{(1)}] \\ 0, & \xi \notin [\xi_1^{(1)}, \xi_2^{(1)}] \end{cases}.$$

В качестве $f_{\psi 0}(\psi)$ возьмём ДН равномерно возбужденной апертуры, т. е. $f_{\psi 0}(\psi) = J_1(\psi)/2\pi\psi$, где $J_1(\psi)$ – функция Бесселя первого рода. Зададим значения величин $\chi_1, \chi_2, \chi_1^{(1)}, \chi_2^{(1)}$: $\chi_1 = 0,3$, $\chi_2 = 0,5$, $\chi_1^{(1)} = 0,014$, $\chi_2^{(1)} = 50$. Углы ψ_0 и $\psi^{(1)}$, определяющие направление главного максимума и направление, вдоль которого необходимо обеспечить требуемое радиальное распределение, равны $\psi_0 = \psi^{(1)} = 0$. Параметр χ_0 выберем таким образом, чтобы точка фокуса ξ_0 лежала в центре интервала $[\xi_1^{(1)}, \xi_2^{(1)}]$, т. е. $\chi_0 = 0,375$, при этом $\xi_1^{(1)} = -0,13$, $\xi_2^{(1)} = 0,13$, а $\xi_1 = -13,5$ и $\xi_2 = 0,52$.

На рис. 2 и 3 сплошными кривыми линиями показаны нормированные квадрат РРП и УДН по мощности, полученные в результате синтеза. Там же для сравнения приведены результаты синтеза по заданному РРП, но при ограничении на норму АФР – штриховые кривые. Видно, что в области основного лепестка для обоих методов радиальные распределения поля различаются незначительно. В интервале же между основным лепестком и ближней границей зоны Френеля синтез с ограничением на норму АФР дает лучшие результаты в смысле близости к заданному РРП. Так, для $\chi \in (0,02, 0,1)$ значения $F^2(\chi) \leq -10 \text{ дБ}$, в то время как при рассмотренном способе синтеза $F^2(\chi) \leq -5 \text{ дБ}$. Однако, как следует из рис. 3, при отсутствии контроля за УДН синтез с ограничением на норму АФР приводит к чрезвычайно низким значениям поля вдоль направления нормали к апертуре. Фактически для УДН в данном направлении характерен провал, что делает результаты синтеза мало пригодными

с практической точки зрения. В то же время предложенный способ синтеза дает более приемлемую для практики УДН.

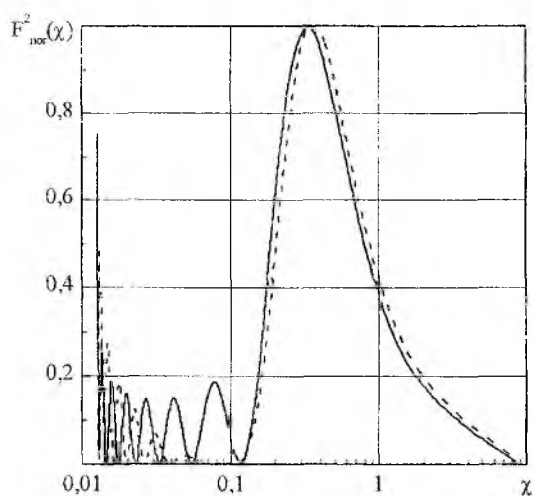


Рис. 2

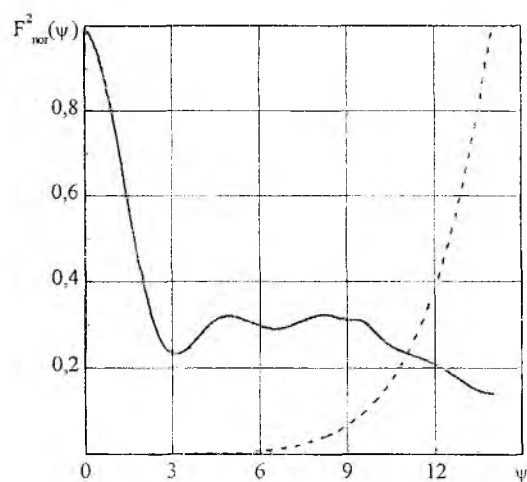


Рис. 3

Список литературы: 1. Silver S. Microwave Antenna Theory and Design. New York.: McGraw-Hill, 1949. 312 p.
2. Минкович Б.М., Яковлев В.П. Теория синтеза антенн. М.: Сов. радио, 1969. 296 с.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 5.07.2000

В. И. ЧУМАКОВ, канд. физ.-мат наук, М. А. ОСТРИЖНОЙ,
Ю. Я. ВОЛКОЛУПОВ, канд. физ.-мат. наук, М. А. КРАСНОГОЛОВЕЦ, докт. физ.-мат. наук,
В. М. ВАНЦАН, канд. физ.-мат. наук, В. Г. НЕСТЕРЕНКО, О. И. ХАРЧЕНКО

ВИЗУАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСОКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДА В АТМОСФЕРЕ

Высоковольтные разряды в атмосфере, возбуждаемые с помощью генераторов импульсного напряжения (ГИН) с выходной амплитудой порядка сотен киловольт, являются источниками мощного излучения, спектр которого расположен как в радиочастотном диапазоне длин волн, так и в оптическом диапазоне. Визуальные исследования позволяют установить некоторые характеристики излучения, а также косвенно определить ряд особенностей процесса разряда и установить оптимальные параметры формирующих экспериментальных установок. В работе приведены некоторые результаты исследований характеристик высоковольтного разряда в атмосфере, возникающего на выходе ГИНа при $U \sim 500$ кВ в режиме искрового пробоя межэлектродного зазора и при нагружении ГИНа электровзрывающимся проводником (ЭВП). Получены разряды ЭВП длиной свыше 1 м и исследованы зависимости импульса тока разряда от нагрузки и плотности энергии излучения от материала ВП.

Экспериментальная установка (рис. 1) представляет собой ГИН колончатого типа, выполненный по 10-каскадной схеме умножения напряжения Аркадьева-Маркса [1]. Максимальное выходное напряжение составляет 600 кВ при начальном энергозапасе 3,8 кДж. Разряд формировался в атмосфере между выходными острийными электродами (1 и 2 на рисунке) в режиме непосредственного пробоя либо канализировался с помощью ЭВП (при этом электроды снимались). Ток разряда регистрировался поясом Роговского. Оптическое излучение разряда регистрировалось измерителем ИМО-2Н в широкой полосе 0,3-10,2 мкм и в отдельных диапазонах спектра с помощью набора светофильтров.

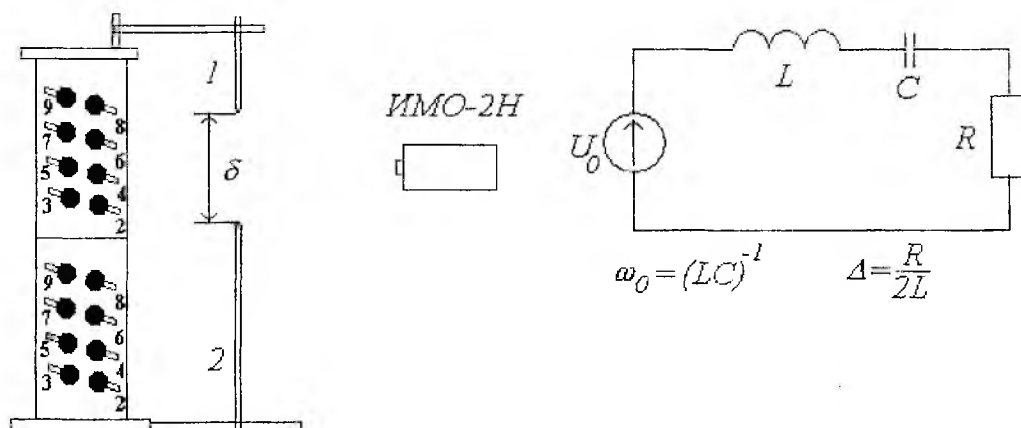


Рис.1

Временные диаграммы тока ГИНа приведены на рис. 2. Как видно, в режиме искрового разряда между острийными электродами процесс носит колебательный характер с частотой осцилляций ~ 800 кГц. Затухание Δ эквивалентного контура разрядной цепи достаточно мало, чтобы обеспечить медленный спад амплитуды колебаний тока. Такой процесс вообще характерен для разряда ГИНа. [1, 2].



Рис.2

а – остийные электроды 2 кА/дел, 10 мкс/дел, б – медь 5 кА/дел, 5 мкс/дел; в – вольфрам 10 кА/дел, 5 мкс/дел

Картина изменения тока во времени при электровзрыве проводника существенно отличается (рис.2, б, в). Происходит увеличение первого импульса тока и заметный спад амплитуды осцилляций. Такой режим разряда не вписывается в рамки линейной модели колебательного контура и может быть объяснен с помощью схемы, включающей нелинейные элементы: сопротивление и индуктивность (рис. 1). Зависимость тока от параметров ЭВП видна из сравнения рис.2, б и в. Использование ЭВП из вольфрама диаметром 0,04 мм приводит к дальнейшему укорочению импульса тока и повышению его амплитуды. Одновременно разряд принимает аperiodический характер.

Фотографии разряда ГИНа через оптические фильтры приведены на рис.3. При искровом пробое разряд представляет характерную картину одноканального или многоканального процесса, форма и размеры которого зависят от конфигурации электродов, зазора и приложенного напряжения [3]. Использование ВП приводит к стабилизации формы разрядной области и позволяет значительно увеличить разрядный промежуток. Расстояние между электродами на рис. 3, а, б составляет 25 см, длина проводника на рис. 3, в, г равна 124 см.

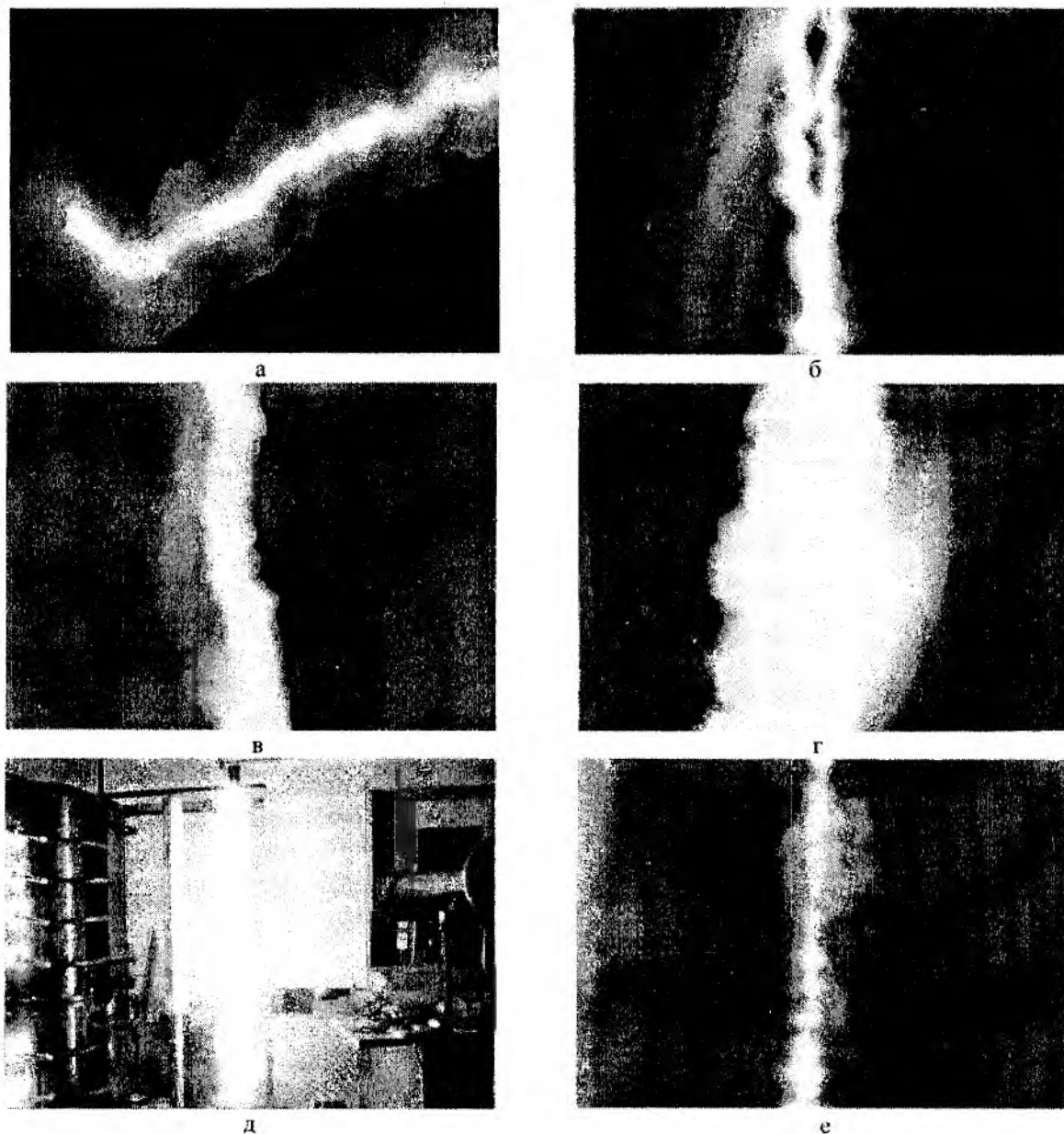


Рис.3.

а – искровой разряд, фильтр ЖЗС-17; б – искровой разряд, фильтр УФС-8;
в – искровой разряд, фильтр ТС-10; г – взрывающийся проводник Си, фильтр КС-17,
д – взрывающийся проводник W, фильтр НС-10; е – взрывающийся проводник W, фильтр УФС-8

Применение при фоторегистрации оптических фильтров позволяет наблюдать пространственное распределение температуры в разрядном канале и оценить размеры отдельных температурных областей [4]. Как правило, выделяются 4 основные температурные области разряда. Наиболее разогретая область разряда расположена в центре и имеет диаметр не более 1 мм (рис.3, а, в). Окружающая плазменная шуба примыкает к высокотемпературной области и имеет поперечный размер порядка диаметра электрода. Внешняя трубчатая оболочка имеет толщину кольца порядка 1 мм и располагается аксиально высокотемпературному каналу. Некоторые участки разрядного канала окружены низкотемпературными несимметричными оболочками. При использовании низкочастотного фильтра область разряда выглядит однородной и области с различной температурой не разрешаются (рис. 3, г).

В табл.1 приведены показатели значений плотности потока энергии оптического излучения разряда в различных диапазонах спектра. Различие в величинах энергии излучения при использовании ЭВП из проводников с различными сечениями показывают, что параметры плазмы в разрядном канале определяются, в основном, проводником, а не атмосферой.

Таблица 1

Нагрузка ГИНа/ материал	Величина зазора δ , см	Поток энергии излучения, мДж/см			
		Без фильтра	Фильтр УФС-6	Фильтр ФС-6	Фильтр КС-17
Межелектродный зазор ¹⁾	25	3,5	1,5	0	0
ВП/Cu ²⁾	124	4,0	0	0	0
ВП/W ²⁾	124	7,5	0	1,0	1,5

Примечание: ¹⁾ на расстоянии 0,75 м;

²⁾ на расстоянии 1,35 м.

Для определения энергии, вводимой в разрядный канал при использовании ЭВП, запишем закон Джоуля-Ленца

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{1}{\sigma} j^2, \quad (1)$$

где Q – удельная энергия в проводнике; σ – проводимость проводника; j – плотность тока в разрядном канале.

Температурная зависимость проводимости металлов до температуры испарения аппроксимируется выражением [5]

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \beta Q}, \quad (2)$$

где σ_0 – удельная проводимость металла при нулевой температуре; β – температурный коэффициент проводимости. Подставив равенство (2) в (1) и решив, получим

$$1 + \beta Q = \exp\left(\frac{\beta}{\sigma_0} \int_0^t j^2 dt\right). \quad (3)$$

С учетом выражения (3) энергия, введенная в проводник, равна

$$W_{np} = Q \pi r^2 l_{np} = \frac{\pi r^2 l_{np}}{\beta} \left[\exp\left(\frac{\beta}{\sigma_0} I\right) - 1 \right], \quad (4)$$

где r – радиус проводника; l_{np} – длина проводника; $I = \int_0^t j^2 dt$ – интеграл тока, значения которого

приведены, например, в [5]. Результаты расчета энергии, введенной в разряд, показаны в табл.2. Как видно, полученные результаты соответствуют условию эффективного электровзрыва проводника $W_{np} \cong (2 \div 3) W_{субл}$, где $W_{субл}$ – энергия сублимации материала [6].

Таблица 2

Материал	Длина проводника, м	Радиус проводника, мкм	Проводимость ($\cdot 10^{-6}$), (Ом $\cdot$ м) ⁻¹	Уд. энергия сублимации ($\cdot 10^{-5}$), Дж/кг	Температурный коэффициент ($\cdot 10^9$)	Интергал тока ($\cdot 10^{-17}$), А ² с/м ⁴	Энергия, введенная в проводник, Дж
Al	1,25	50	39,2	105	2,15	1,09	1801
Cu	1,25	50	63,3	58,2	1,31	1,95	4164
W	1,25	20	18,2		-	-	-

Проведенные исследования показывают возможность применения методики визуализации сильноточного оптического разряда при исследованиях высоковольтных разрядов в атмосфере. Разработан и создан экспериментальный макет для проведения исследований плазмы в атмосфере, возникающей при искровом пробое длинных промежутков и при взрыве металлического проводника. Полученные результаты могут быть использованы для укорочения длительности высоковольтных импульсов, являющихся источниками короткоимпульсного излучения, а также в ускорителях, предназначенных для возбуждения мощных источников излучения ультракороткой длительности.

Список литературы: 1. Смирнов С.М., Терентьев П.В. Генераторы импульсов высокого напряжения. М.-Л.: Энергия, 1964. 239 с. 2. Ашнер А.М. Получение и измерение импульсных высоких напряжений: Пер. с нем. М.: Энергия, 1979. 166 с. 3. Мик Дж., Крэгс Дж. Импульсный пробой в газах. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 605 с. 4. Экспериментальные исследования сильноточного разряда магнитоплазменного компрессора в атмосфере / Чумаков В.И., Острижной М.А., Волколунов Ю.А., Ванцан В.М., Нестеренко В.Г., Харченко О.И. // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 115. С. 106-110. 5. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 392 с. 6. Столович Н.Н., Максимов В.Г., Миницкая Н.С. Об одной упрощенной модели начальной стадии электрического взрыва медного проводника // ЖТФ. 1974. Т.44. Вып.10. С.2132-2145.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 17.07.2000

ТЕОРЕМА ОТСЧЕТОВ ДЛЯ СИГНАЛОВ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИХ ПЕРВОМУ КРИТЕРИЮ НАЙКВИСТА

В теории связи заметную роль играют так называемые целые аналитические функции [1]. Для исследования особенностей этих функций весьма плодотворным приемом оказывается аналитическое продолжение их на комплексную плоскость. С практической точки зрения особый интерес представляют такие функции, спектр которых занимает ограниченный участок на оси частот. Известно, что существует тесная связь между функциями с ограниченным спектром и целыми функциями конечной степени.

Говорят, что целая функция $f(z)$ имеет конечную степень ω_1 , если

$$|f(z)| \leq C e^{\omega_1 |z|}, \quad (1)$$

где $z = t + ju$, а C – соответственно подобранная постоянная.

Согласно теореме Винера-Пэйли [1] функцию $f(t)$, интегрируемую в квадрате на всей оси, можно представить в виде

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\omega_1}^{\omega_1} F(j\omega) e^{j\omega t} d\omega, \quad (2)$$

где $F(j\omega)$ принадлежит пространству $L_2(-\omega_1, \omega_1)$, если $f(t)$ может быть доопределена в плоскости комплексной переменной $z = t + ju$ как целая функция конечной степени ω_1 . Справедливо и обратное утверждение: всякая функция $f(z)$, допускающая на вещественной оси представление (2), принадлежит совокупности целых функций конечной степени $\leq \omega_1$.

Приведенные соображения лежат в основе известной теоремы отсчетов Котельникова-Шеннона-Уиттекера [2].

За последние десятилетия появилось большое число различных обобщений теоремы отсчетов для случайных и детерминированных сигналов, относящихся к классу целых функций конечной степени, где в качестве полной ортогональной системы используются полиномы Лежандра, Гегенбауэра, Чебышева, вытянутые сфероидальные функции и др. Другим характерным направлением для обобщений теоремы отсчетов стало представление в виде интерполяционных формул детерминированных специальных функций, в частности, комбинации гамма-функций [2].

Рассмотрим возможности применения теоремы отсчетов для совокупности селективных сигналов с ограниченным спектром, также относящихся к классу целых функций конечной степени.

Селективный (отсчетный) сигнал $g(t)$ удовлетворяет первому критерию Найквиста, т.е.

$$g(kT) = U \cdot \delta(k), \quad k \in Z, \quad (3)$$

что в частотной области соответствует равенству

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} G \left[j\omega - j \frac{2\pi n}{T} \right] = UT, \quad (4)$$

где T – длительность тактового интервала.

Спектральная плотность $G(j\omega)$ функции $g(t)$ является вещественной функцией при нулевом фазовом спектре и обычно записывается в следующем виде [3]:

$$G(j\omega) = \begin{cases} UT, & |\omega| \leq \omega_A \\ G_A(\omega), & \omega_A < |\omega| < \omega_B \\ 0, & \omega_B \leq |\omega| \end{cases}, \quad (5)$$

где $G_{\Delta}(\omega)$ представляет собой амплитудный спектр в переходной области $[\omega_A, \omega_B]$. Существуют также соотношения $\omega_A = (1-\alpha)\omega_c$, $\omega_B = (1+\alpha)\omega_c$, $\omega_c = \pi/T$, где α – коэффициент скругления спектра ($0 \leq \alpha \leq 1$).

Была доказана теорема, согласно которой сигналы со свойствами (3)-(5) могут быть представлены в виде произведения двух функций [3]:

$$g(t) = g_0(t)M(t), \quad (6)$$

где первая равна

$$g_0(t) = U \frac{\sin \omega_c t}{\omega_c t}, \quad (7)$$

а вторая (мультипликативная) функция определяется интегральным выражением

$$M(t) = -\frac{2}{UT} \int_0^{\Delta\omega} \cos \Omega t dA(\Omega), \quad (8)$$

где $A(\Omega) = G_{\Delta}(\omega_c + \Omega)$, $0 \leq \Omega \leq \Delta\omega$, $\Delta\omega = \omega_B - \omega_c = \omega_c - \omega_A$.

Заметим, что в соотношении (6) $g_0(t)$ – целая функция конечной степени ω_c и интегрируемая в квадрате на вещественной оси. Можно показать [3], что $M(t)$ имеет финитный спектр, отличный от нуля в полосе частот $[-\alpha\omega_c, \alpha\omega_c]$ и, следовательно, является целой функцией степени $\alpha\omega_c$.

Поэтому согласно (1) на основании оценок $|g_0(z)| < C_1 e^{\omega_c |z|}$ и $|M(z)| < C_2 e^{\alpha\omega_c |z|}$ можно заключить, что $|g(z)| < C e^{(1+\alpha)\omega_c |z|}$, т. е. $g(t)$ является также целой функцией конечной степени $(1+\alpha)\omega_c$.

С учетом отмеченных свойств мультипликативной функции $M(t)$ ее можно представить в виде ряда

$$M(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} M(nT_d) \frac{\sin \Delta\omega(t - nT_d)}{\Delta\omega(t - nT_d)},$$

где $T_d = \pi/\alpha\omega_c = T/\alpha$, $T \leq T_d < \infty$.

На основании всего изложенного может быть сформулирована следующая

ТЕОРЕМА. Если функция $g(t)$ принадлежит классу целых функций конечной степени и удовлетворяет первому критерию Найквиста, то имеет место разложение

$$g(t) = g_0(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} M\left(\frac{nT}{\alpha}\right) \frac{\sin \pi(\alpha t/T - n)}{\pi(\alpha t/T - n)}, \quad (9)$$

причем ряд в правой части этого разложения сходится равномерно в каждой ограниченной области.

Рассмотрим в качестве примера широко применяемый в технике связи селективный сигнал вида

$$g(t) = U \frac{\sin \omega_c t}{\omega_c t} \frac{\cos(\alpha\pi t/T)}{1 - (2\alpha t/T)^2}. \quad (10)$$

Легко показать, что в данном случае отсчетные значения мультипликативной функции определяются как

$$M\left(\frac{nT}{\alpha}\right) = \frac{(-1)^n}{1 - (2n)^2}. \quad (11)$$

Подставляя выражения (7) и (11) в формулу (9) и оставляя в разложении конечное число членов, получаем

$$g_N(t) = U \frac{\sin(\pi t/T)}{\pi t/T} \sum_{n=-N}^N \frac{(-1)^n}{1 - (2n)^2} \frac{\sin \pi(\alpha t/T - n)}{\pi(\alpha t/T - n)}. \quad (12)$$

Сопоставление равенств (10) и (12) позволяет получить оценку точности аппроксимации для различных значений α и N . Рисунок 1, а, б и в иллюстрирует уменьшение ошибки усечения $\varepsilon_T = |g(t) - g_N(t)|$ при увеличении числа отсчетов $2N+1$ в разложении (12).

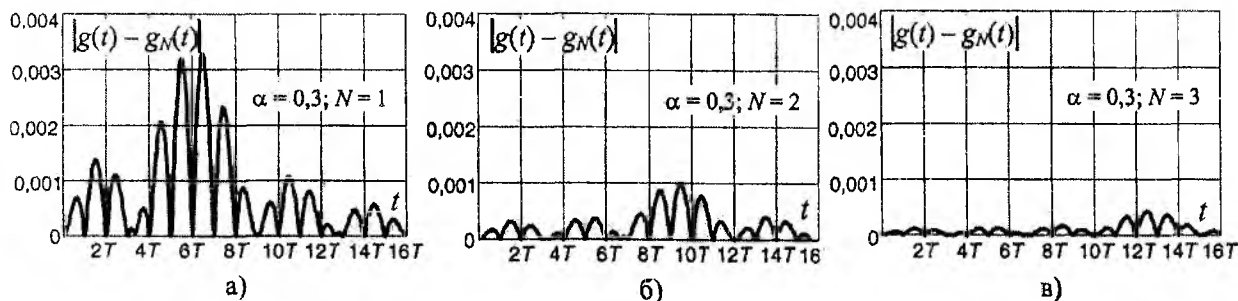


Рис. 1

Уже при $N = 3$ полученная точность приближения вполне приемлема для большинства приложений. Это свидетельствует о том, что ортогональная система смещенных функций типа $\sin(x)/x$ является адекватной рассматриваемому классу сигналов.

Таким образом, все целые функции конечной степени, удовлетворяющие первому критерию Найквиста, приведены к единой интерполяционной формуле (9). Различие аппроксимируемых функций состоит в различных упорядоченных наборах чисел $M(nT/\alpha)$, которые представляют собой отсчеты не самой селективной функции, а некоторой связанной с ее спектром соотношением (8) мультипликативной функции $M(t)$.

Список литературы: 1. Хургин Я.И., Яковлев В.П. Фinitные функции в физике и технике. М.: Наука, 1971. 408 с. 2. Джерри А. Дж. Теорема отсчетов Шеннона, ее различные обобщения и приложения. Обзор // ТИИЭР. 1977. Т. 65. № 11. С. 53-89. 3. Сукачев Э.А. Метод расчета формы сигнала цифровых систем передачи // Труды учебн. заведений связи // СПбГУТ. С-Пб., 1997. № 163. С 51-55.

Украинская государственная академия связи
им. А.С. Попова

Поступила в редколлегию 25.07.2000

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Савенков С. Н., Юштин К. Э.</i>	
Новые поляризационные классы объектов с учетом изотропной деполяризации	3
<i>Воробьев Г. С.</i>	
Волновое моделирование черенковского и дифракционного излучений в пространственно ограниченных металлодиэлектрических структурах	12
<i>Дидковский Р. М., Первунинский С. М.</i>	
Эффективность фильтрации фазомодулированных сигналов в классе степенных полиномиальных функциональных операторов с постоянными коэффициентами	21
<i>Попов Н. Р., Попов И. Н.</i>	
О формулах дискретного преобразования Лапласа, Фурье, z-преобразования и их применение .	28
<i>Чекалин Г. М., Чекалина Г. Н.</i>	
О поляризации несущей сигнала с перекрестно-поляризованным дублетом гармоник	34
<i>Дейкало С. О.</i>	
Экспериментальные исследования цифровых алгоритмов оценки фазы гармонического сигнала.	37
<i>Ермаков Г. В.</i>	
Электродинамический анализ сверхширокополосных излучающих структур поверхностного типа. Часть 2	41
<i>Омаров М. А.</i>	
Многомодовое возбуждение антенн	44
<i>Карташов В. М.</i>	
Флуктуации эффективных центров рассеивающих объектов акустических и радиоакустических систем зондирования атмосферы	50
<i>Матюхин Н. И.</i>	
Этапы развития теории и техники радиолокации на системном уровне	56
<i>Пастушенко Н.С., Солонец А.И.</i>	
Направленные свойства сейсмической группы как аналога решетки пассивных приемников ...	60
<i>Тыжненько А. Г.</i>	
Новый метод решения краевой задачи для диэлектрического клина	64
<i>Колпаков Н. Д., Шахбазов В. Г., Григорьева Н. Н., Васильев Н. Д., Иванов В. Г.</i>	
О полях, излучаемых живыми организмами	69
<i>Безуглый А. В., Хорошун В. В.</i>	
Дифракция электромагнитных волн на решетке из круглых гиротропных цилиндров	71
<i>Булгаков А. А., Кононенко В. К., Шрамкова О. В.</i>	
Спектральные свойства оптических сред с трансляционной симметрией, содержащих плазмоподобные слои	75
<i>Антонова В. А., Слипченко Н. И., Юзвизин В. Ф.</i>	
Новые технологические решения операций гальванотехники в производстве радиоэлектронной аппаратуры	80
<i>Свидерская Л. И.</i>	
Метод контроля поверхностного сопротивления диффузионных полупроводниковых структур .	87
<i>Пащенко А. Г.</i>	
Движение частиц и квазичастиц при квантовом ограничении	92
<i>Агеев Л. А., Милославский В. К., Ларионова Е. И., Elashhab H. I.</i>	
Нелинейные преобразования лазерных пучков в волноводных светочувствительных пленках AgCl-Ag	95

<i>Бакуменко В. М., Фесенко Л. Д., Бакуменко А. В., Мищенко Д. А.</i> Определение скорости затухания неосновной компоненты релаксационного процесса	99
<i>Маслов В. В.</i> Влияние растворителя на характеристики активных сред лазеров на красителях	102
<i>Мунтян К. И., Свич В. А.</i> Об измерении пространственных параметров пучка лазерного излучения	110
<i>Свирь И. Б., Олейник А. И., Комптон Р. Г.</i> Моделирование диффузионного электрохемиллюминесцентного транспорта на микросферическом электроде	114
<i>Быков М. М., Скринник Н. Г.</i> Лазеры с модулированной добротностью резонатора с помощью фототропных сред	121
<i>Данилов В. В.</i> Акустооптические дефлекторы систем оптической памяти с побитовым представлением информации	124
<i>Титарь В. П., Шпаченко О. В.</i> Голографическая модель физиологической оптики – новое направление в создании информационных систем	133
<i>Герасимчук Т. В., Каток В. Б., Манько А. А.</i> Использование кольцевого оптического резонатора для формирования солитонов	141
<i>Логвиненко Н. Ф., Емельянов С. Л., Юсов В. В., Писаревский В. И.</i> Оценка возможностей подавления радиомикрофонов с помощью генераторов шума в системах защиты информации	144
<i>Мачехин Ю. П., Расчектаева А. И.</i> Метрологическое обеспечение оптических тестеров и ваттметров	149
<i>Бавыкина В. В., Коваль Ю. А., Троцкин О. Л.</i> Законы распределения погрешностей измерения в системах синхронизации времени и частоты	153
<i>Волков В. М.</i> Погрешность ваттметров проходящей мощности СВЧ, обусловленная внеполосными составляющими спектра	159
<i>Должиков В. В.</i> Синтез круглой апертуры с заданным радиальным распределением поля в зоне Френеля	163
<i>Чумаков В. И., Острижной М. А., Волколупов Ю. Я., Красноголовец М. А., Ванцан В. М., Нестеренко В. Г., Харченко О. И.</i> Визуальные исследования характеристик высоковольтного разряда в атмосфере	169
<i>Сукачев Э. А.</i> Теорема отсчетов для сигналов, удовлетворяющих первому критерию Найквиста	173

CONTENTS

<i>Savenkov S.N., Yushtin K.E.</i> New classes of objects in polarimetry including the isotropic depolarization	3
<i>Vorobjov G.S.</i> Wave modeling of Cherenkov and diffraction radiation in space limited metal-dielectric structures	12
<i>Didkovsky R.M., Pervuninsky S.M.</i> Effectiveness of phase-modulated signals filtration in the class of degree polynomial functional operators with coefficients stationary values	21
<i>Popov N.R., Popov I.N.</i> About the formulas of discrete Laplace transformation, Fourier transform, z-transformation and their application	28
<i>Chekalin G.M. Chekalina G.N.</i> About carrier polarization of the signal with cross - polarized dublet of harmonics	34
<i>Dejkalo S.A.</i> Experimental researches of digital algorithms harmonic signal phase evaluation	37
<i>Ermakov G.V.</i> Electrodynamics Analyze of Ultrawide-band Emanating Structure of Surface Type (Part 2)	41
<i>Omarov M.A.</i> Multi-mode antenna excitation	44
<i>Kartashov V.M.</i> Fluctuations of the efficient centers of acoustic and radio acoustic atmosphere sounding scattering objects	50
<i>Matjuhin N.I.</i> Stages of the radiolocation theory and engineering on the system level	56
<i>Pastushenko N.S., Solonets A.I.</i> Directed characteristics of seismic arrays as analogue of arrays of passive receivers	60
<i>Tyzhnenko A.G.</i> A new method to the boundary-value problem solving for dielectric wedge	64
<i>Kolpakov N.D., Shakhbazov V.G., Grigorieva N.N., Vasiliev N.D., Ivanov V.G.</i> About the fields. radiated by living organisms	69
<i>Bezougly A.V., Khoroshun V.V.</i> Electromagnetic waves diffraction by the circular gyrotropic cylinders grating	71
<i>Bulgakov A.A., Kononenko V.K., Shramkova O.V.</i> Spectral properties of optical medium with transmitting symmetry containing plasma-like layers.....	75
<i>Antonova V.A., Slipchenko N.I., Yzvishin V.F.</i> New technological solutions of galvanic technical operations in radioelectronic devices production	80
<i>Sviderskaya L.I.</i> Metod of the diffusion semiconductor structure surface resistance control	87
<i>Pashchenko A.G.</i> The motion of particles and quasi-particles under quantum limitation	92
<i>Agejev L.A., Miloslavsky V.K., Larionova E.I., Elashhab H.I.</i> Non-linear transformations of laser beams in wave-guide photosensitive AgCl-Ag films	95

<i>Bakumenko V.M., Fesenko L.D., Bakumenko A.V., Vasiljev V.I.</i> Optimization of pressure range for decreasing the methodical error of molecules relaxation parameters	99
<i>Maslov V.V.</i> Solvent influence on characteristics of the dye laser active media	102
<i>Muntyan K.I., Svich V.A.</i> On the measurement of laser radiation beam spatial parameters	110
<i>Svir I.B., Oleinick A.I., Compton R.G.</i> Simulation of diffusional electrochemiluminescence transport to a microsphere electrode	114
<i>Bykov M.M., Skrinnik N.G.</i> Lasers with Q modulation of phototropic media based resonator	121
<i>Danilov V.V.</i> Acoustooptical deflectors of systems of optical memory with bit-by-bit representation of the information	124
<i>Titar V.P., Shpachenko O.V.</i> The holographic model of physiological optics. A new direction for creation of information system	133
<i>Gerasimchuk T.V., Katok V.B., Manko A.A.</i> Use of the ring optical resonator for the solitons forming	141
<i>Logvinenko N.E., Ymelianov S.I., Nosov V.V., Pecarevsky V.I.</i> Estimation of radiomicrophones suppression opportunities with noise generator in the information security systems	144
<i>Machekhin Yu.P., Raschektaeva A.I.</i> The metrology maintenance optical testers and wattmeters	149
<i>Bavykina V.V., Koval Ya. A., Troschin O.L.</i> The laws of distribution of measurement errors in the systems of time and frequency synchronization	153
<i>Volkov V.M.</i> Microwave transient power wattmeter error stipulated by the spectral extraband components	159
<i>Dolzhikov V.V.</i> Synthesis of circular aperture with prescribed radial distribution in the Fresnel zone	163
<i>Chumakov V.I., Ostryzhmoy M.A., Volkolupov Yu. Ya., Krasnogolovets M.A., Vantsan V.M., Nesterenko V.G., Kharchenko O.I.</i> Visual investigations of the high-voltage discharge characteristics in atmosphere	169
<i>Sukachev E.A.</i> Theorem of references for signals complying with the first Nuquist criterion	173

УДК 681.7.01

Новые поляризационные классы объектов с учетом изотропной деполяризации / С.Н. Савенков, К.Э. Юштин // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 3-11.

Исследованы новые поляризационные классы объектов с учетом изотропной деполяризации. Построены критерии вхождения объекта в каждый из исследованных поляризационных классов. Предложены адекватные физически ясные модели построения обобщенных матриц Мюллера данных классов. Аналитически показано различие между классами детерминированных и деполяризующих объектов.

Библиогр.: 11 назв.

УДК 681.7.01

Нові поляризаційні класи об'єктів з урахуванням ізотропної деполяризації / С.Н. Савенков, К.Э. Юштин // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 3-11.

Досліджені нові поляризаційні класи об'єктів з урахуванням ізотропної деполяризації. Побудовані критерії входження об'єкта до кожного з цих класів. Запропоновані адекватні фізично зрозумілі моделі побудови узагальнених матриць Мюллера для даних класів. Аналітично показана різниця між класами детермінованих та об'єктів, які не деполяризуються.

Бібліогр: 11 назв.

УДК 681.7.01

New classes of objects in polarimetry including the isotropic depolarization / S. N. Savenkov, K.E. Yushtin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 3-11.

New polarization classes of objects have been investigated with regard to isotropic depolarization. Criteria for objects occurrence to these classes have been built. The adequate physically clear models to build generalized Mueller matrices of the given classes are suggested. Difference between deterministic and nondepolarizing classes of objects has been shown analytically.

Ref.: 11 items.

УДК 621.385.6

Волновое моделирование черенковского и дифракционного излучений в пространственно ограниченных металло-диэлектрических структурах / Г.С. Воробьев // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 12-20.

Для пространственно ограниченных металлодиэлектрических структур построена волновая модель дифракционно-черенковского излучения, которая основана на аналогии формирования волн в изучаемой системе и плоском диэлектрическом волноводе. Описанные на основе модели физические процессы экспериментально подтверждены волновым моделированием излучений на прямоугольных диэлектрических призмах различной толщины. Приведены практические рекомендации по построению моделей черенковского и дифракционно-черенковского генераторов.

Ил. 7. Библиогр.: 18 назв.

УДК 621.385.6

Хвильове моделювання черенківського та дифракційного випромінювань в просторово обмежених метало-діелектричних структурах / Г.С. Воробйов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 12-20.

Для просторово обмежених металодіелектричних структур побудована хвильова модель дифракційно-черенківського випромінювання, яка заснована на аналогії формування хвиль у вивчаємій системі і плоскому діелектричному хвилеводі. Описані на основі моделі фізичні процеси експериментально підтверджені хвильовим моделюванням випромінювань на прямокутних діелектричних призмах різної товщини. Наведені практичні рекомендації що до побудови моделей черенківського та дифракційно-черенківського генераторів.

Л. 7. Бібліогр.: 18 назв.

UDC 621.385.6

Wave modeling of Cherenkov and diffraction radiation in space limited metal-dielectric structures / G.S. Vorobjov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 12-20.

Wave model of Cherenkov-diffraction radiation based on analogy of the waves generation in the analyzed system and flat dielectric waveguide for space limited metal-dielectric structures is constructed. The physical processes described on the basis of the experimental model confirmed by wave simulation of radiation on dielectric rectangular prisms with different thickness. Practical recommendations on the construction of models of Cherenkov and diffraction-Cherenkov generators are cited.

7 fig. Ref.: 18 items.

УДК 621.311

Эффективность фильтрации фазомодулированных сигналов в классе степенных полиномиальных функциональных операторов с постоянными коэффициентами / Р.М. Дидковский, С.М. Первунинский // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С.21-27.

Статья содержит результаты синтеза и анализа степенных функциональных фильтров с постоянными коэффициентами высших порядков. Показано повышение качества фильтрации при переходе от безынерционных фильтров к данным системам, а также с ростом порядка фильтра. Приведены результаты имитационного моделирования исследуемых систем.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.311

Ефективність фільтрації фазомодульованих сигналів в класі степеневих поліноміальних функціональних операторів зі сталими коефіцієнтами / Р.М. Дідковський, С.М. Первунінський // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 21-27.

Стаття містить результати синтезу та аналізу степеневих функціональних фільтрів зі сталими коефіцієнтами вищих порядків. Показано підвищення якості фільтрації при переході від безінерційних фільтрів до даних систем, а також з ростом порядку фільтра. Наведено результати імітаційного моделювання досліджуваних систем.

Ил. 2. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.311

Effectiveness of phase-modulated signals filtration in the class of degree polynomial functional operators with coefficients stationary values / R.M. Didkovsky, S.M. Pervuninsky // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 21-27.

The paper presents results of synthesis and analysis of degree functional filters with stationary values of coefficients of the higher orders. The raise of filtration quality is shown at passage from fast-response filters to these systems, and also with growth of the filter order. The results of the simulation modelling of the examined systems are cited.

2 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.376.5 + 621.396

О формулах дискретного преобразования Лапласа, Фурье, Z-преобразования и их применении / Н.Р. Попов, И.Н. Попов // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С.28-33.

Получены формулы дискретных преобразований Лапласа, Фурье, Z-преобразования, которые отличаются от известных множителем, равным периоду квантования по времени. Проведен анализ ошибок при получении и применении дискретных преобразований. Показано, что существующие дискретные преобразования ошибочны и по размерности и не используют одновременно фильтрующего и интегрального свойства дельта-функции. Формулы дискретных преобразований получены для сигналов, представленных во временной и спектральной областях. Рассмотренные ошибки формул прямых и обратных преобразований для решетчатых детерминированных сигналов распространяются и на случайные сигналы.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.376.5 + 621.396

Про формули дискретних перетворень Лапласа, Фур'є, Z-перетворення та їх застосуванні / М.Р. Попов, І.Н. Попов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С.28-33.

Здобуті формули дискретних перетворень Лапласа, Фур'є, Z-перетворення, котрі відрізняються від відомих множником, що дорівнює періоду квантування у часі. Проведено аналіз помилок при отриманні та застосуванні дискретних перетворень. Показано, що існуючі дискретні перетворення помилкові і за розмірністю та не використовують одночасно фільтруючі та інтегральні властивості дельта-функції. Формули дискретних перетворень здобуті для сигналів, поданих у часовій і спектральній ділянках. Розглянуті помилки прямих і зворотних перетворень для ґратчастих детермінованих сигналів поширюються і на випадкові сигнали.

Ил. 2. Бібліогр.: 4 назви

UDC 621.376.5 + 621.396

About the formulas of discrete Laplace transformation Fourier transform, Z-transformation and their application / N.R. Popov, I.N. Popov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 28-33.

Formulas of discrete Laplace transformation, Fourier transform and Z-transformation were derived, they differ from the known ones by the multiplier equal to the period of quantization in time. The analysis of mistakes was carried out in receiving and application of discrete transformations. It is shown that the existing discrete transformations are erroneous also in dimension and they do not use simultaneously filtering and integral properties of delta-function. The discrete transformation formulas were derived for the signals represented in the temporal and spectral regions. The considered errors in direct and inverse transformations for lattice determinate signals also cover random signal.

2. fig. Ref.: 4 items.

УДК 535.+543.47+621.396

О поляризации несущей сигнала с перекрестно-поляризованным дублетом гармоник / Г.М.Чекалин, Г.Н.Чекалина // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 34-36.

Получены зависимости для расчета поляризаций гармоники несущей частоты и границы допустимых ее изменений при условии, что зеркальные гармоники имеют ортогональные линейные или ортогональные вращающиеся поляризации, которые необходимо при этом сохранить неизменными. При необходимости иметь в сигнале нечетное число гармоник имеется возможность, во-первых, снизить аппаратную избыточность при реализации, а во-вторых, повысить информативность формируемого сигнала вследствие изменения состояния поляризации боковых зеркальных гармоник, а также в результате изменения состояния поляризации гармоники несущей частоты в допустимых пределах.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 535.+543.47+621.396

Про поляризацію несучої сигналу з перехресно-поляризованим дублетом гармонік / Г.М.Чекалін, Г.М.Чекаліна // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 34-36.

Одержані залежності для розрахунку поляризації гармоніки несучої частоти та межі припустимих її змін за умови, що дзеркальні гармоніки мають ортогональні лінійні або ортогональні обертальні поляризації, які треба при цьому зберегти незмінними. При необхідності мати у сигналі непарну кількість гармонік існує можливість, по-перше, знизити апаратну надмірність за умови реалізації, а по-друге, підвищити інформативність формуемого сигналу за рахунок зміни стану поляризації бічних дзеркальних гармонік, а також внаслідок зміни стану поляризації гармоніки несучої частоти в припустимих межах.

Бібліогр.: 2 назви

UDK 535.+543.47+621.396

About carrier polarization of the signal with cross - polarized dublet of harmonics / G.M.Chekalin, G.N.Chekalina // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 34-36.

The dependences were obtained to calculate the carrier harmonic polarization and admissible variation limits provided that the mirror harmonics possess orthogonal linear or orthogonal rotating polarization which should be kept invariable. If it is necessary to have an add number of harmonics in the signal, there is a possibility, first, to decrease the equipment excess when assembling, second, to raise, informativity of the signal being formed through variation of the side mirror harmonics polarization state and variation of the carrier frequency harmonic in the admissible limits.

Ref.: 2 items

УДК 621.396.62

Экспериментальные исследования цифровых алгоритмов оценки фазы гармонического сигнала / С.А. Дейкало // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С.37-40.

Проведен расчет потенциальной точности оценки фазы дискретным фазометром. Фазометр реализован в виде измерителя временных интервалов между положительными нулями опорного и информационного колебаний. Рассмотрено три вида функций преобразования дискретных отсчетов фазы. Приведены графики зависимости среднеквадратичного отклонения фазы от отношения сигнал/шум.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.62

Експериментальні дослідження цифрових алгоритмів оцінки фазы гармонічного сигналу / С.О. Дейкало // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С.37-40.

Проведено розрахунок потенційної точності оцінки фазы дискретним фазометром. Фазометр реалізовано у вигляді вимірника часових інтервалів між позитивними нулями опорного та інформаційного коливаний. Розглянуто три види функцій перетворення дискретних відліків фазы. Приведено графіки залежностей середньоквадратичного відхилення фазы від співвідношення сигнал/шум.

Іл. 3. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.62

Experimental researches of digital algorithms harmonic signal phase evaluation / S.A. Dejkallo // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 37-40.

Calculation of the potential phase estimate precision with the discrete phase meter was performed. The phase meter was made as a meter of time intervals between the positive zero of the basic and information oscillations. Three types of functions of the phase discrete readings transformation were considered. The graphs of dependence of the phase mean-square deviation on the signal-to-noise ratio are given.

3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.677

Электродинамический анализ сверхширокополосных излучающих структур поверхностного типа (Часть 2) / Г. В. Ермаков // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 41-43

Проанализированы искажения видеопульсного сигнала, возникающие при его излучении. Рассмотрен ряд конструкций СШП излучателей и несколько типичных импульсов с различной амплитудой и крутизной переднего фронта. Показано влияние конструкции излучателя и формы начального импульса на КУ антенны и вид излучаемого поля.

Ил. 3. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.677

Електродинамічний аналіз надширокопосмугових випромінюючих структур поверхневого типу (Частина 2) / Г. В. Єрмаков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. сб. 2000. Вип. 116. С. 41-43.

Проаналізовані спотворення відеоімпульсного сигналу, які виникають при його випромінюванні. Розглянуто ряд конструкцій НШП випромінювачів та декілька типових імпульсів з різною амплітудою і крутизою переднього фронту. Показано вплив конструкції випромінювача та форми початкового імпульсу на КУ антени та вигляд поля випромінювання.

Ил. 3. Бібліогр.: 2 назв.

UDC 621.396.677

Electrodynamics Analyze of Ultrawide-band Emanating Structure of Surface Type (Part 2) / G.V. Ermakov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 41-43.

Videopulse signal distortions arising in its radiation are analysed. A number of UWB radiators and some typical pulses of different amplitudes and the pulse leading edge steepness are considered. The radiator design and the initial pulse form action on the antenna gain factor and radiated field type is shown.

3 fig. Ref.: 2 items.

УДК 537.86

Многомодовое возбуждение антенн / М.А. Омаров // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 44-49.

Рассмотрена задача определения поверхностной плотности тока объемной антенны произвольной геометрической формы при ее многомодовом возбуждении. Решение получено в виде линейного интегрального уравнения. На примере возбуждения тонкой проволочной антенны через узкую щель ТЕМ волной полученное интегральное уравнение сведено к известному уравнению Поклингтона.

Ил. 4. Библиогр.: 9 назв.

УДК 537.86

Багатомодове збудження антен / М.А.Омаров // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. сб. 2000. Вип. 116. С. 44-49.

Розглянуто задачу визначення поверхневої густини струму об'ємної антени довільної геометричної форми при її багатомодовому збудженні. Рішення отримано у вигляді лінійного інтегрального рівняння. На прикладі збудження тонкої дротової антени через вузьку щілину ТЕМ хвилею отримане інтегральне рівняння зведено до відомого рівняння Поклінгтона.

Ил. 4. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 537.86

Multi-mode antenna excitation / M.A.Omarov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P.44-49.

The problem of determining the surface current density of an arbitrary shaped volume antenna under the multi-mode excitation was considered. The problem was solved as the linear integral equation. Using the thin-wire antenna excited by TEM wave through the narrow slot the derived integral equation was reduced to the known Pocklington equation.

4 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.396.96'06

Флюктуации эффективных центров рассеивающих объектов акустических и радиоакустических систем зондирования атмосферы / В.М. Карташов // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 50-55.

Проанализированы модели, описывающие блуждание эффективного центра рассеяния ограниченного объема поля турбулентных неоднородностей атмосферы, рассеивающих акустический сигнал, а также центра акустического волнового пакета, рассеивающего радиоволну. Определены статистические свойства угловых, дальномерных и амплитудных шумов рассматриваемых объектов.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.96'06

Флюктуації ефективних центрів розсіюючих об'єктів акустичних і радіоакустичних систем зондування атмосфери / В.М. Карташов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 50-55.

Проаналізовано моделі, що описують блукання ефективного центра розсіювання обмеженого об'єму поля турбулентних неоднорідностей атмосфери, що розсіюють акустичний сигнал, а також центра акустичного хвильового пакета, що розсіює радіохвилю. Визначено статистичні властивості кутових, далекомірних і амплітудних шумів розглянутих об'єктів.

Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.96'06

Fluctuations of the efficient centers of acoustic and radio acoustic atmosphere sounding scattering objects / V.M. Kartashov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 50-55.

The models describing wandering of the limited volume efficient center of the field of the atmosphere turbulent non-uniformities, scattering the acoustic signal, and the center of the acoustic wave packet, scattering the radio wave were analyzed. Statistical properties of the angular, distance and amplitude noises of the considered objects were defined.

Ref.: 4 items.

УДК 621.396.96

Этапы развития теории и техники радиолокации на системном уровне / Н.И. Матюхин // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 56-59.

Радиолокационная система и внешняя среда, действующая по ее входу (поток целей и источников помех), и внешняя среда, предъявляющая требования к ее выходной информации (активные средства), рассмотрены в единстве и взаимосвязи в процессе их развития и совершенствования. По степени согласования состояния и поведения системы с внешней средой условно выделены и рассмотрены этапы развития теории и техники радиолокации на системном уровне.

Ил. 4. Библиогр. 2 назв.

УДК 621.396.96

Етапи розвитку теорії і техніки радіолокації на системному рівні / М.І. Матюхін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 56-59.

Радіолокаційна система і зовнішнє середовище, що діє по її вході (потік цілей і джерела перешкод), та зовнішнє середовище, пред'являє вимоги до її вихідної інформації (активні засоби), розглянуті в єдності і взаємозв'язку в процесі їхнього розвитку й удосконалення. За ступенем узгодження стану і поведінки системи з зовнішнім середовищем умовно виділені і розглянуті етапи розвитку теорії і техніки радіолокації на системному рівні.

Іл. 4. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.396.96

Stages of the radiolocation theory and engineering on the system level / N.I. Matjugin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 56-59.

The radar system and environment acting on its input (targets noise sources flow) and the environment imposing requirements on its output information (active means) are considered in the unity and interconnection in the process of their development and perfection. The radiolocation theory and engineering development stages are conventionally singled out and considered according to the system state and behaviour agreement with the environment.

4 fig. Ref.: 2.

УДК 550.34: 621.396.67

Направленные свойства сейсмической группы как аналога решетки пассивных приемников

/ Н.С. Пастушенко, А.И. Солонец // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 60-63.

Рассмотрена возможность представления сейсмической группы в качестве решетки пассивных приемников по аналогии с теорией антенных решеток. На конкретном примере определены направленные свойства сейсмической группы при таком представлении и приведены соответствующие зависимости.

Ил. 8. Библиогр.: 4 назв.

УДК 550.34: 621.396.67

Спрямовані властивості сейсмічної групи як аналога решітки пасивних приймачів

/ М.С. Пастушенко, О.І. Солонець // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С.60-63

Розглянута можливість подання сейсмічної групи як решітки пасивних приймачів за аналогією теорії антенних решіток. На конкретному прикладі визначені спрямовані властивості сейсмічної групи при такому поданні і наведені відповідні залежності.

Іл. 8. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 550.34: 621.396.67

Directed characteristics of seismic arrays as analogue of arrays of passive receivers / N.S. Pastushenko,

A.I. Solonets // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 60-63.

Possibility of presentation of seismic arrays as arrays of passive receivers in analogy with the theory of antenna arrays is considered in this work. Directed characteristics of seismic arrays under such presentation are determined and corresponding dependencies are brought on the concrete example

8 fig. Ref.: 4 items.

УДК 538.574.6

Новый метод решения краевой задачи для диэлектрического клина / А. Г. Тыжненко

// Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 64-68.

Решение краевой задачи сведено к системе интегральных уравнений 1-го рода. Предложен новый итерационный метод решения плохо обусловленных СЛАУ. Решение устойчиво по Адамару и не зависит от разбиения. Получены поля внутри и вне клина. Построены диаграммы рассеяния в дальней зоне.

Ил. 3. Библиогр.: 12 назв.

УДК 538.574.6

Новий метод рішення крайової задачі для діелектричного клину / О. Г. Тижненко // Радіотехніка:

Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 64-68.

Рішення крайової задачі зведено до системи інтегральних рівнянь 1-го роду. Запропонований новий ітераційний метод рішення погано обумовлених СЛАУ. Рішення є стійким за Адамаром і незалежним від розбиття. Отримані поля всередині клину та поза ним. Побудовані діаграми розсіяного поля у дальній зоні.

Іл. 3. Бібліогр.: 12 назв.

UDC 538.574.6

A new method to the boundary-value problem solving for dielectric wedge / A. G. Tyzhnenko

// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 64-68.

The boundary-value problem solving is reduced to the system of integral equation of the 1-st kind. A new iterative method is proposed to the ill-conditioned system solving. The obtained solution is stable according to Hadamard and is immune to the sampling variations. The scattered fields are obtained inside the wedge and outside of it. Amplitude patterns for the scattered fields are calculated.

3 Figs. Ref.: 12 items.

УД-К 621.37

О полях, излучаемых живыми организмами / Н.Д. Колпаков, В.Г. Шахбазов, Н.Н. Григорьева,

Н.Д. Васильев, В.Г. Иванов // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С.69-70.

Экспериментально проверена предположение о том, что живые организмы излучают, наряду с электромагнитными, поля, имеющие другую, неэлектромагнитную природу. Представлены результаты экспериментального исследования полей излучения одного из авторов статьи (экстраенса Васильева Н.Д.).

Табл. 2. Библиогр.: 3 назв.

Про поля, що випромінюються живими організмами / Н.Д. Колпаков, В.Г. Шахбазов, Н.Н. Григорьева, Н.Д. Васильев, В.Г. Іванов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 69-70.

Експериментально перевірені припущення про те, що живі організми випромінюють, нарівні з електромагнітними, поля, що мають іншу, неелектромагнітну природу. Представлені результати експериментального дослідження полів випромінювання одного з авторів статті (екстрасенса Васильова Н.Д.).

Табл. 2. Бібліогр.: 3 назв.

UDK 621.371

About the fields, radiated by living organisms / N.D. Kolpakov, V.G. Shakhbazov, N.N. Grigorieva, N.D. Vasiliev, V.G. Ivanov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 69-70.

The supposition is experimentally verified, that the living organisms, along with the electromagnetic fields, radiate fields, having other, nonelectromagnetic nature. Results of the experimental study of the fields radiated by one of this article authors (extrasense N.D. Vasiliev) are presented.

2 tab. Ref.: 3 items.

УДК 538.566

Дифракция электромагнитных волн на решетке из круглых гиротропных цилиндров

/ А.В. Безуглый, В.В. Хорошун // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вип. 116. С. 71-74

В строгой постановке решена задача о наклонном падении плоской $E(H)$ – поляризованной волны на планарную решетку ферритовых цилиндров круглого поперечного сечения, намагниченных до насыщения внешним однородным полем, ориентированным вдоль их образующих. В длинноволновом приближении получены аналитические выражения для коэффициентов отражения и прохождения. Приведены результаты расчетов зависимости этих коэффициентов от величины намагничивающего поля.

Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

УДК 538.566

Дифракція електромагнітних хвиль на решітці з круглих гіротропних циліндрів / А.В. Безуглий, В.В. Хорошун // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 71-74.

У строгій постановці розв'язана задача про похиле падіння плоскої $E(H)$ -поляризованої хвилі на планарну решітку феритових циліндрів круглого поперечного перерізу намагнічених до насичення зовнішнім однорідним магнітним полем, орієнтованим вздовж їх осей. У довгохвильовому наближенні отримані аналітичні вирази для коефіцієнтів відбивання та проходження. Приведені результати розрахунків залежності цих коефіцієнтів від величини намагнічуючого поля.

Ил. 3. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 538.566

Electromagnetic waves diffraction by the circular gyrotropic cylinders grating / A.V. Bezougly,

V.V. Khoroshun // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 71-74.

The problem of oblique incidence of the plane $E(H)$ polarized wave on the planar ferrite circular cross section cylinders grating, magnetized to saturation by the external uniform field directed along their elements, has been solved rigorously. Analytical expressions have been obtained for the reflection and transmission factors in the long-wave approach. Calculation results of these factors dependence on the magnetic field magnitude are presented.

3 fig. Ref.: 7 items.

УДК 531.1+539.21

Спектральные свойства оптических сред с трансляционной симметрией, содержащих

плазмподобные слои / А.А. Булгаков, В.К. Кононенко, О.В. Шрамкова // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вип. 116. С. 75-79.

Рассмотрены особенности образования зонной структуры спектра в периодических средах со слоями, диэлектрическая проницаемость которых может принимать отрицательные значения. Предполагается, что сверхрешетка помещена в магнитное поле. Рассмотрены два направления магнитного поля: параллельно и перпендикулярно границам слоев. Показано, что в таких средах возможно образование многочисленных полос пропускания и непропускания для электромагнитных волн. В зонах пропускания собственные волны имеют значительное замедление фазовой скорости. Данные свойства могут быть применены при создании интегральных элементов для оптической связи.

Ил. 3. Библиогр. 10 назв.

Спектральні властивості оптичних серед із трансляційною симетрією, які мають плазмоподібні шари / А.А.Булгаков, В.К.Кононенко, О.В.Шрамкова // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 75-79.

Розглянуто особливості утворення зонної структури спектра у періодичних середовищах з шарами, діелектрична проникність яких може приймати від'ємні значення. Припускається, що надгратка розташована у магнітному полі. Розглянуто два напрямки магнітного поля: паралельно та перпендикулярно до границь шарів. Показано, що у таких середовищах може створюватись необмежено багато смуг пропускання та непропускання для електромагнітних хвиль. У смугах пропускання власні хвилі мають значне сповільнення фазової швидкості. Ці властивості можуть бути корисними при розробці інтегральних елементів для оптичного зв'язку.

Іл. 3 Бібліогр.: 10 назв.

Spectral properties of optical medium with transmitting symmetry containing plasma-like layers

/ A.A.Bulgakov, V.K.Kononenko, O.V.Shrankova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 75-79.

Peculiarities of the spectrum zonal structure formation in the periodic media with layers whose permittivity can assume negative values are considered. It is supposed that the supergrid is placed in the magnetic field. Two directions of the magnetic field, namely, in parallel and perpendicular to the layers boundaries are regarded. It is shown that formation of numerous allowed and forbidden zones for electromagnetic waves is possible in such media. In the transmission ranges eigen waves show significant decrease in the phase velocity. The given properties can be used in creation of the integral elements for optical communication.

3 fig. Ref.: 10 items

Новые технологические решения операций гальванотехники в производстве радиоэлектронных изделий / В.А. Антонова, Н.И. Слипченко, В.Ф. Юзвизин // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вип. 116. С. 80-86

Приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов электролитического осаждения металлов на изделия радиоэлектронной техники и пути решения возникающих при этом проблем.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

Нові технологічні рішення операцій гальванотехніки у виробництві радіоелектронної техніки

/ В.А. Антонова, М.І. Сліпченко, В.Ф. Юзвизин // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 80-86.

Наведені результати теоретичних та експериментальних досліджень процесів електролітичного осадження металів на вироби радіоелектронної техніки та запропоновано шляхи вирішення виникаючих при цьому проблем.

Табл. 2. Іл. 1. Бібліогр.: 5 назв.

New technological solutions of galvanic technical operations in radioelectronic devices production

/ V.A. Antonova, N.I. Slipchenko, V.F. Yzvizhin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 80-86.

Results of theoretical and experimental investigations into the processes of metals electro deposition on the radio electronic devices and method of the arising problems solution are offered.

Tab. 2. 1 fig. Ref.: 5 items.

Метод контроля поверхностного сопротивления диффузионных полупроводниковых структур

/ Л.И. Свидерская // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вип. 116. С. 87-91.

Проанализирована возможность определения поверхностного сопротивления диффузионных структур при помощи СВЧ резонаторного метода. Представленные теоретические зависимости показывают, что для конкретного значения $\sigma_{\text{сх}}$ существует уровень включения, при котором добротности резонатора, нагруженного образцом с диффузионным слоем и однородным образцом, равны. Это дает возможность сформулировать двухпараметровый метод контроля диффузионных слоев. Также подробно рассмотрена методика двухпараметрового контроля.

Ил. 7. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372.

Метод контролю поверхневого опору дифузійних напівпровідникових структур / Л.І. Свідерська

// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 87-91.

Проаналізована можливість визначення поверхневого опору дифузійних структур за допомогою НВЧ резонаторного методу. Представлені теоретичні залежності показують, що для конкретного значення $\sigma_{\text{псх}}$ є рівень включення, при якому добротності резонатора, навантаженого зразком з дифузійним шаром і однорідним зразком, рівні. Це дає можливість сформулювати двухпараметровий метод контролю дифузійних шарів. Також докладно розглянута методика двухпараметрового контролю.

Лл. 7. Бібліогр.: 2 назв.

UDK 621.372.

Metod of the diffusion semiconductor structure surface resistance control / L.I. Sviderskaya // Radiotekhnika:

All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 87-91.

The possibility to define the diffusion structures surface resistance with the microwave resonator metod is analyzed. The offered theoretical dependences show that for the particular value of Q-initial there is an inclusion level where Q of the resonator loaded with a sample with a diffusion layer and a homogeneous sample are equal. It gives the possibility to formulate the two-parameter metod of diffusion layers control. The two-parameter control procedure is also presented in detail.

7 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.373.826

Движение частиц и квазичастиц при квантовом ограничении / А.Г. Пащенко // Радіотехніка: Всеукр.

межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 92-94.

Рассмотрены задачи определения собственных функций и собственных значений энергии частиц и квазичастиц в квантово-размерных структурах первого типа.

Ил. 1. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.373.826

Рух частинок і квазічастинок при квантовому обмеженні / О.Г. Пащенко // Радіотехніка: Всеукр.

міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 92-94.

Розглянуто задачі отримання власних функцій та власних значень енергії частинок і квазічастинок в квантово-розмірних структурах першого типу.

Лл. 1. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.373.826

The motion of particles and quasi-particles under quantum limitation / A.G. Pashchenko // Radiotekhnika:

All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 92-94.

The problems of deriving the eigenfunctions and eigenvalues of the particles and quasi-particles energy states in the first type quantum-wells structures are considered.

1. fig. Ref.: 9 items.

УДК 535.215.1:539.238

Нелинейные преобразования лазерных пучков в волноводных светочувствительных пленках

AgCl-Ag / Л.А. Агеев, В.К. Милославский, Е.И. Ларионова, Н.И. Elashhab // Радіотехніка: Всеукр. межвед.

научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 95-98.

Рассмотрены эксперименты по наблюдению эффектов нелинейного взаимодействия лазерного пучка с волноводной пленкой AgCl-Ag, обладающей светочувствительностью в реальном времени. Эффект поперечной неустойчивости и спонтанной самодифракции проявляет себя в возникновении полосы малоуглового рассеяния (МР), ориентированной вдоль вектора линейной поляризации пучка, и в самоорганизующемся расщеплении падающего пучка на боковые пучки дифракции. Демонстрируется нарушение симметрии циркулярно-поляризованного сфокусированного пучка по образованию триплета спонтанных линейных решеток, дающих дифракционную картину гексагональной симметрии. При действии на пленку нормально падающего и S-поляризованного сфокусированных пучков наблюдается оптический хаос (оптическая турбулентность) и пространственно-временная эволюция в картинах МР и дифракционных рефлексов. Перечисленные эффекты связаны с изменением оптических констант пленки при облучении, с образованием спонтанных периодических структур (СПС) волноводной природы, с ростом СПС от центра гауссова пучка к его периферии и с конкуренцией между микрорешетками, образующими СПС.

Ил. 5. Библиогр.: 3 назв.

Нелінійні перетворення лазерних пучків у хвиеводних світлочутливих плівках AgCl-Ag

/ Л.О. Агєєв, В.К. Милославський, Є.І. Ларіонова, Н.І. Elashhab // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 95-98.

Розглянуто експерименти по спостереженню ефектів нелінійної взаємодії лазерного пучка з хвиеводною плівкою AgCl-Ag, яка має світлочутливість у реальному часі. Ефект поперечної нестійкості та спонтанної само-дифракції виявляє себе у виникненні смуги малокутового розсіювання (МР), яка орієнтована вздовж вектора лінійної поляризації пучка, та у самоорганізованому розщепленні падаючого пучка на бокові пучки дифракції. Демонструється порушення симетрії циркулярно-поляризованого сфокусованого пучка по утворюванню триплета спонтанних лінійних ґраток, які дають дифракційну картину гексагональної симетрії. Під дією на плівку нормально падаючого та S-поляризованого сфокусованого пучків спостерігається оптичний хаос (оптична турбулентність) та просторово-часова еволюція у картинах МР та дифракційних рефлексів. Перелічені ефекти пов'язані зі зміною оптичних констант плівки під дією опромінювання, із розростанням спонтанних періодичних структур (СПС) від центра гауссового пучка до його периферії та з конкуренцією між мікроґратками, які утворюють СПС.

Лл. 5. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 535.215.1 : 539.238

Non-linear transformations of laser beams in wave-guide photosensitive AgCl-Ag films / L.A. Agejev, V.K.

Miloslavsky, E.I. Larionova, N.I. Elashhab // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 95-98.

The experiments on an observation of effects of a laser beam non-linear interaction with a wave-guide AgCl-Ag film, possessing photosensitivity in a real time are considered. An effect of a transversal instability and of an spontaneous self-diffraction exhibits itself in originating of a band of a small-angular scattering (SAS), oriented along a linear polarization vector of the beam, and in self-organizing splitting of the incident beam on lateral beams of diffraction. A symmetry disturbance of the circularly polarized focused beam which is accompanied by a formation of a triplet of spontaneous linear gratings giving a diffraction pattern of a hexagonal symmetry is demonstrated. An optical chaos (optical turbulence) and a spatio-temporal evolution are observed in SAS patterns and of diffraction reflexes under the action normally incident and S-polarized focused beams on the film. The enumerate effects are connected to a change of film optical constants during the irradiation and to the formation of spontaneous periodic structures (SPS) of the wave-guide nature. They are also connected with a SPS growth from the center of Gaussian beam to its periphery and to a competition between microgratings generating SPS.

5 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.373:826.038.823

Оптимизация диапазона давлений для уменьшения методической погрешности измерений**релаксационных параметров молекул** / В.М. Бакуменко, Л.Д. Фесенко, А.В. Бакуменко, В.И. Васильев

// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. научн.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С 99-101.

Для уменьшения случайной составляющей методической погрешности измерений при определении по методу наименьших квадратов релаксационных параметров многоатомных молекул, используемых в качестве рабочего вещества субмиллиметровых лазеров с оптической накачкой, произведена оптимизация диапазона давлений, в котором должны производиться измерения. Результаты измерений приведены для молекулы CH_3CN .

Лл. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.373:826.038.823

Оптимізація діапазону тисків для зменшення методичної похибки вимірювань релаксаційних параметрів молекул / В.М. Бакуменко, Л.Д. Фесенко, А.В. Бакуменко, В.І. Васильєв // Радіотехніка:

Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 116. – С. 99-101.

Для зменшення випадкової складової методичної похибки вимірювань при визначенні методом найменших квадратів релаксаційних параметрів багатоатомних молекул, що використовуються як робоча речовина субміліметрових лазерів з оптичною накачкою, проведена оптимізація діапазону тисків, в якому повинні проводитись вимірювання. Результати вимірювань наведені для молекули CH_3CN .

Лл. 2. Бібліогр.: 3 назв.

Optimization of pressure range for decreasing the methodical error of molecules relaxation

parameters / V.M. Bakumenko, L.D. Fesenko, A.V. Bakumenko, V.I. Vasiljev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 99-101.

Optimization of pressure range, where measurements must be performed, is carried out to decrease a random component of methodical error in measurements when defining multiatomic molecules relaxation parameters by the least squares method, these molecules being used as working substance in submillimeter optical pumping lasers. Measurement results are given for CH₃CN molecule.

2 fig. Ref.: 3 items.

Влияние растворителя на характеристики активных сред лазеров на красителях / В.В. Маслов

// Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С.102-109.

В работе проанализированы и обобщены спектральные и генерационные характеристики исследованных лазерных красителей в растворителях, отличающихся своей полярностью, протонодонорной активностью и термооптическими свойствами. Показано, что наибольшее влияние на абсорбционные, флуоресцентные и спектрально-энергетические параметры производных бензопирана оказывают протонодонорные растворители, при этом существенную роль играет структура молекулы красителя. В целях повышения яркости излучения лазеров на красителях проведено сравнение характеристик трех классов водорастворимых соединений: сульфокумаринов, производных оксазолпиридиния и комплексов включения некоторых лазерных красителей с β -циклодекстрином. Отмечается, что для водных растворов красителей расходимость лазерного излучения не изменялась даже при достижении максимальных значений исследованных концентраций их растворов, а яркость излучения превышала аналогичную величину для спиртовых растворов почти в пять раз.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 20 назв. —

Вплив розчинника на характеристики активних середовищ лазерів на барвниках / В.В. Маслов

// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 102-109.

В роботі проаналізовані та узагальнені спектральні і генерацийні характеристики досліджених лазерних барвників в розчинниках з відмінними полярністю, протонодонорною активністю і термооптичними властивостями. Показано, що найбільший вплив на абсорбційні, флуоресцентні та спектрально-енергетичні параметри похідних бензопирану оказують протонодонорні розчинники, при цьому суттєву роль відіграє структура молекули барвника. З метою підвищення яскравості випромінювання лазерів на барвниках порівнюються характеристики трьох класів водорозчинних сполучень: сульфокумаринів, похідних оксазолпиридинію та комплексів включення деяких лазерних барвників з β -циклодекстрином. Відзначається, що для водних розчинів барвників розходження лазерного випромінювання не змінюється навіть при досягненні найбільших значень досліджених концентрацій їх розчинів, а яскравість випромінювання перевищувала аналогічну величину для спиртових розчинів майже в п'ять разів.

Табл. 1. Іл. 1. Бібліогр.: 20 назв.

Solvent influence on characteristics of the dye laser active media / V.V. Maslov // Radiotekhnika. All-Ukr.

Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 102-109.

Spectral and lasing characteristics of the investigated laser dyes in solvents distinguished with their polarity, proton-donating activity and thermo-optic properties have been analyzed and generalized in the work. It was shown that proton-donating solvents have the greatest influence on absorption, fluorescence and spectral-energy parameters of the benzopyrone derivatives, therewithal the dye molecule structure plays the essential role in this influence. The characteristics of three classes of water-soluble compounds: sulfocoumarins, oxazole pyridinium derivatives and β -cyclodextrine inclusion complexes with some laser dyes have been compared with the purpose to increase the laser radiation brightness. It was noted that the laser radiation divergence for aqueous solutions did not change even if the maximum values of the investigated dye concentration was achieved and the radiation brightness for them exceeded the one for alcohol solutions almost five times.

1 tab. 1 fig. Ref.: 20 items.

Об измерении пространственных параметров пучка лазерного излучения / К.И. Мунтян, В.А. Свич

// Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 110-113.

Рассмотрено измерение координаты перетяжки и угла расходимости пучка лазерного излучения интерференционным методом.

Ил. 1. Библиогр.: 9 назв.

Про вимірювання просторових параметрів пучка лазерного випромінювання / К.І. Мунтян, В.А. Свіч // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 110-113.

Розглянуто вимірювання координати перетяжки та кута розбіжності пучка лазерного випромінювання інтерференційним методом.

Іл. 1. Бібліогр.: 9 назв.

On the measurement of laser radiation beam spatial parameters / K.I. Muntyan, V.A. Svich // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 110-113.

Coordinates of constriction and laser radiation beam divergence angle measurement with the interference method is considered.

1 fig. Ref.: 9 items.

Моделирование диффузионного электрохемилумinesцентного транспорта на микросферическом электроде / И.Б. Свирь, А.И. Олейник и Р.Г. Комптон // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. научн.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 114-120.

Показано применение неявной трехслойной схемы для решения электрохемилумinesцентной диффузионной задачи на микросферическом электроде в условиях нестационарного биполярного электролиза. В целях оптимизации численного решения данной задачи применены неравномерные сетки по координате R, а именно: конформное отображение и экспоненциально расширяющаяся сетка. Полученные результаты обоих подходов сравнены между собой, а также с равномерной сеткой.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 11 назв.

Моделювання дифузійного електрохемілюмінесцентного транспорту на мікросферичному електроді / І.Б. Свирь, О.І. Олійник і Р.Г. Комптон // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 114-120.

Продемонстровано застосування неявної тришарової схеми для вирішення електрохемілюмінесцентної дифузійної задачі на мікросферичному електроді в умовах биполярного імпульсного нестационарного електролізу. З метою оптимізації чисельного вирішення цієї задачі ми використовували нерівномірну сітку по R-координаті, а саме конформне відображення та експоненційну сітку. Отримані результати для моделювання цієї задачі з конформним відображенням порівнювали з експоненційною та рівномірною сітками.

Табл. 1. Іл. 2. Бібліогр.: 11 назв.

Simulation of diffusional electrochemiluminescence transport to a microsphere electrode / I.B. Svir, A.I. Oleinick and R.G. Compton // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 114-120.

In this paper we show the application of the three layer finite implicit (3LFI) method for solution of the ECL diffusion microsphere problem during bipolar impulse non-stationary electrolysis. With the aim to optimize numerical solutions we used the irregular grids in R-direction: conformal map and exponentially expanding grid. The obtained results were compared between themselves and exponentially expanding grid and uniform grid too.

Table 1. Fig.2. Ref.: 11 items.

Лазеры с модулированной добротностью резонатора с помощью фототропных сред / М.М. Быков, Н.Г. Скринник // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. научн.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 121-124.

Дана краткая характеристика лазеров с модуляцией добротности резонатора. Уделено внимание пассивной модуляции добротности на основе просветляющихся сред. Рассмотрены вещества, применяемые в качестве фототропных модуляторов. Описаны достоинства и недостатки таких лазеров, а также принцип их работы.

Библиогр.: 3 назв.

Лазери з модульованою добротністю резонатора за допомогою фототропних середовищ / М.М. Биков, Н.Г. Скринник // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 120-123.

Дана коротка характеристика лазерів з модуляцією добротності резонатора. Приділена увага пасивній модуляції добротності на основі середовищ, які просвітлюються. Розглянуті речовини, що застосовуються як фототропні модулятори. Описані переваги і нестачі таких лазерів а також принцип їх дії.

Бібліогр.: 3 назви.

Lasers with Q modulation of phototropic media based resonator/ M.M.Bykov, N.G.Skrinnik // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 121-124.

A short characteristics of lasers with Q modulation of the resonator is given in this work. Passive Q modulation based on clarifying media is considered. The matters used as phototropic modulators are examined. The merits and shortages of such of such lasers and the principle of their operation are described.

Ref.: 3 items.

УДК 535.317.1

Акустооптические дефлекторы систем оптической памяти с побитовым представлением информации / В.В. Данилов // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 125-132.

Рассмотрен акустооптический дефлектор как элемент узла пространственного управления лазерным пучком систем оптической памяти. Предложен формальный аппарат расчета оптической системы узла, а также расчетные соотношения для определения погрешности позиционирования его составных элементов. С позиций физики твердого тела показано преимущество неаксиальной аномальной дифракции света на акустической волне в оптически активных монокристаллах парателлуриита. Приводятся экспериментальные результаты практической реализации акустооптического дефлектора на предложенной геометрии акустооптического взаимодействия.

Библиогр.: 13 назв.

УДК 535. 317.1

Акустооптичні дефлектори систем оптичної пам'яті з побітовим уявленням інформації / В.В. Данилов. // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 125-132.

Розглянуто акустооптичний дефлектор як елемент вузла просторового керування лазерним пучком систем оптичної пам'яті. Запропоновано формальний апарат розрахунку оптичної системи вузла, а також розрахункові співвідношення для визначення похибки позиціонування його складових елементів. З позицій фізики твердого тіла показана перевага неаксиальної аномальної дифракції світла на акустичній хвилі в оптично активних монокристалах парателуригу. Доведені експериментальні результати практичної реалізації акустооптичного дефлектора на запропонованій геометрії акустооптичної взаємодії.

Бібліогр.: 13 назв.

UDC 535.317.1

Acoustooptical deflectors of systems of optical memory with bit-by-bit representation of the information / V.V. Danilov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 125-132

An acoustooptical deflector as an element of the unit for spatial control of the optical memory system with a laser beam is considered. A formal apparatus for the unit optical system estimate and also the calculated relations for definition of its components positioning error are offered. In terms of solid-state physics the advantage of nonaxial abnormal diffraction of light on the acoustic wave in the optically active paratellurite monocrystals is shown. The experimental results of the acoustooptical deflector on the offered acoustooptical interaction geometry are given.

Ref.: 13 items.

УДК 612.84:778.38

Голографическая модель физиологической оптики - новое направление для создания информационных систем / В.П.Титарь, О.В.Шпаченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 133-140.

Проанализированы уникальные особенности зрительной системы высших животных. На основе голографической модели физиологической оптики дано физическое объяснение некоторых анатомических "загадок" в строении инвертированного глаза. Рассмотрена гипотеза, объясняющая монокулярное восприятие глубины пространства. В качестве примера информационных систем, использующих идеи голографической физиологической оптики, рассмотрены голографическое телевизионное устройство и лазерная система с открытым резонатором.

Ил. 5. Библиогр.: 42 назв.

Голографічна модель фізіологічної оптики – нове направлення для створення інформаційних систем / В.І.Титар, О.В.Шпаченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 133-140.

Проаналізовані унікальні особливості зорової системи вищих тварин. На підставі голографічної моделі фізіологічної оптики надано фізичне пояснення деяких анатомічних "загадок" в будові інвертованого ока. Розглянуто гіпотезу, що роз'яснює монокулярне сприйняття глибини простору, як приклад інформаційних систем, що використовують ідеї голографічної фізіологічної оптики, розглянуті голографічний телевізійний пристрій та лазерна система з відкритим резонатором.

Іл. 5. Бібліогр.: 42 назви.

The holographic model of physiological optics. A new direction for creation of information system

/ V.P.Titar, O.V.Shpachenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 133-140.

Unique properties of a visual channel of higher animals are analyzed. On the basis of the holographic model of physiological optics physical explanation of some anatomical "mysteries" of an inverted eye structure is given. A hypothesis explaining a monocular perception of space depth is considered. A holographic TV-device and a laser system with an open resonator is considered as an example of an information system using ideas of holographic physiological optics.

5 fig. Ref.: 42 items.

Использование кольцевого оптического резонатора для формирования солитонов / Т.В. Герасимчук, В.Б. Каток, А.А. Манько // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. научн.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 141-143.

Рассмотрены вопросы формирования солитонов в оптическом волноводе при использовании кольцевого оптического резонатора. Показана возможность достижения солитонного режима в кольцевом оптическом резонаторе путем выбора его параметров при уровне мощности сигнала накачки значительно ниже уровня пороговой мощности, необходимого для образования солитонов в волоконном световоде. Описанный эффект реализуется при работе устройства в области резонансной частоты.

Ил. 4. Библиогр.: 2 назв.

Використання кільцевого оптичного резонатору для формування солітонів / Т.В. Герасимчук, В.Б. Каток, А.А. Манько // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 141-143.

Розглянуто питання формування солітонів у оптичному хвилеводі при використанні кільцевого оптичного резонатора. Показано можливість досягнення солітонного режиму в кільцевому оптичному резонаторі шляхом вибору його параметрів при рівні потужності сигналу накачування значно нижчому за пороговий рівень потужності, необхідний для утворення солітонів у волоконному світловоді. Описаний ефект реалізується при роботі пристрою у ділянці резонансної частоти.

Іл. 4. Бібліогр.: 2 назви.

Use of the ring optical resonator for the solitons forming / T.V. Gerasimchuk, V.B. Katok, A.A. Manko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 141-143.

The questions of the solitons forming the optical waveguide when using the ring optical resonator are considered in the article. The opportunity of the soliton mode reaching in the ring optical resonator by choice of its parameters at the power level of pump signal much below threshold power level, which is necessary for the solitons creation in the fibre lightguide, is showed. The described effect is realized in the device operation in the resonance frequency region.

4 fig. Ref.: 2 items.

Оценка возможностей подавления радиомикрофонов с помощью генераторов шума в системах защиты информации / Н.Ф. Логвиненко, С.Л. Емельянов, В.В. Носов, В.И. Писаревский // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. научн.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 144-148.

Рассмотрены общий и частные случаи подавления типовых радиомикрофонов с помощью серийных широкополосных генераторов шума радиодиапазона. На основе энергетического критерия оценена эффективность применения генераторов шума.

Ил. 3. Библиогр.: 11 назв.

Оцінка можливостей подавлення радіомікрофонів за допомогою генераторів шуму в системах

захисту інформації / М.Ф. Логвиненко, С.Л. Ємельянов, В.В. Носов, В.І. Писаревський // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 144-148.

Розглянуто загальний і окремі випадки подавлення типових радіомікрофонів за допомогою серійних широкосмугових генераторів шуму радіодіапазону. На основі енергетичного критерію оцінена ефективність застосування генераторів шуму.

Іл. 3. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 621.396.96

Estimation of radiomicrophones suppression opportunities with noise generator in the information security systems / N.E. Logvinenko, S.I. Ymelianov, V.V. Nosov, V.I. Pecarevsky // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 144-148.

General and special cases of the typical radiomicrophones suppression with serial broadband radio noise generators are considered. The noise generators application efficiency is estimated on the basis of the power criterion.

3 fig. Ref.: 11 items.

УДК 389.1:681.7.068/069

Метрологическое обеспечение оптических тестеров и ваттметров / Ю.П. Мачехин, А.И. Расчектаева // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 149-152.

Предлагается локальная поверочная схема для средств измерения мощности лазерного излучения малых и сверхмалых уровней для волоконно-оптических систем передачи и ее метрологическое обеспечение в полном соответствии с международными требованиями, что гарантирует единство измерений в этой области.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 389.1:681.7.068/069

Метрологічне забезпечення оптичних тестерів та ваттметрів / Ю.П. Мачехін, А.І. Расчектаева // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 149-152.

Пропонується локальна повірочна схема для засобів вимірювання потужності лазерного випромінювання малих та надмалих рівнів для волоконно-оптичних систем передачі та її метрологічне забезпечення у повній відповідності до міжнародних вимог, що гарантує єдність вимірювань у цій галузі.

Табл. 1. Іл. 1. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 389.1:681.7.068/069

The metrology maintenance optical testers and wattmeters / Yu.P. Machekhin, A.I. Raschektaeva // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 149-152.

We propose the local checking circuit for the means measuring power of low and super low laser radiation levels for the fiber optic transmission systems and its metrology support to fit the international requirements assuring unified measurements in this area.

1 tab. 1 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.396.96

Законы распределения погрешностей измерения в системах синхронизации времени и частоты / В.В. Бавыкина, Ю.А. Коваль, О.Л. Тропчин // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 153-158.

Рассмотрены распределения погрешностей измерений сдвига шкал времени для различных алгоритмов синхронизации территориально разнесенных эталонов времени. Проанализировано влияние на законы распределения способа учета либо исключения времени задержки сигналов синхронизации в среде распространения. Предполагается, что распределение времени задержки принимаемых сигналов принадлежит классу ϵ -загрязненных распределений.

Ил. 3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.96

Законы розподілу похибок виміру в системах синхронізації часу і частоти / В.В. Бавикіна, Ю.А. Коваль, О.Л. Тропчин // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 153-158.

Розглянуто розподіл похибок вимірів зсуву шкал часу для різних алгоритмів синхронізації територіально рознесених еталонів часу. Проаналізовано вплив на закони розподілу, способу урахування або виключення часу затримки сигналів синхронізації в середовищі розповсюдження. Припущено, що розподіл часу затримки сигналів, що приймаємо, належить до класу ϵ -забруднених розподілів.

Іл. 3. Бібліогр.: 8 назв.

The laws of distribution of measurement errors in the systems of time and frequency synchronization

/V.V. Bavykina, Ya. A. Koval, O.L. Troschin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116.

P. 153-158.

Distributions of time scales shift measurement errors for various algorithms of synchronization of the territorially separated time standards are considered. Influence of the way of accounting or excluding time of synchronization signals delay in the propagation medium on the distribution laws is analyzed. It is assumed, that distribution of the received signals delay time belongs to ε -polluted distribution class.

1 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.317.7

Погрешность ваттметров проходящей мощности СВЧ, обусловленная внеполосными

составляющими спектра / В.М. Волков // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 159-162.

Приведена методика и результаты расчета дополнительной погрешности ваттметра проходящей мощности на основе поглощающей стенки, обусловленной дополнительным ее нагревом внеполосными составляющими сигнала.

Библиогр.: назв.

УДК 621.317.7

Похибка ватметрів прохідної потужності СВЧ, обумовлена позасмуговими складовими спектру

/ В.М. Волков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 159-162.

Наведена методика та результати розрахунку додаткової похибки ватметра прохідної потужності на основі поглинаючої стінки, обумовленої додатковим її нагрівом позасмуговими складовими сигналу.

UDC 621.317.7

Microwave transient power wattmeter error stipulated by the spectral extraband components

/ V.M. Volkov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 116. P. 159-162.

Calculation methods and results of the additional error of the absorbing wall-based wattmeter, stipulated by the absorbing wall extraband signal component heating, are given.

Ref.: items.

УДК 621.396.67

Синтез круглой апертуры с заданным радиальным распределением поля в зоне Френеля

/ В.В. Должиков // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 163-168.

Изложен метод синтеза круглой сфокусированной апертуры с заданным радиальным распределением поля в произвольно выбранном направлении в зоне Френеля. Задача синтеза решается как задача на минимум квадратичного функционала, равного сумме квадратов невязок функции, описывающей заданное радиальное распределение поля в выбранном направлении, и заданной угловой диаграммы направленности. Приведен пример синтеза, иллюстрирующий возможности изложенного метода, проведено сравнение с результатом синтеза при наличии ограничений на норму АФР.

Ил. 3. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.67

Синтез круглої апертури із заданим радіальним розподілом у зоні Френзеля / В.В. Должиков

// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 116. С. 163-168.

Розглянуто метод синтезу круглої сфокусованої апертури із заданим радіальним розподілом поля у довільно вибраному напрямку в зоні Френзеля. Задача синтезу розв'язується як задача на мінімум квадратичного функціоналу, що дорівнює сумі квадратів невязок функції, що описує заданий радіальний розподіл поля у вибраному напрямку, і заданої кутової діаграми направленості. Наведено приклад синтезу, що показує можливість викладеного методу, наведено порівняння з результатом синтезу при наявності обмежень на норму АФГ.

Ил. 3. Бібліогр.: 2 назви.