

621.396 (06)
P 15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 121

БІБЛІОТЕКА
ХНУРЕ
ІНВ. № 742174

2001

Харківський національний
університет радіоелектроніки

**МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНОАПЕРТУРНЫХ РЕКТЕНН КОСМИЧЕСКИХ
ЭНЕРГОСИСТЕМ****1. МОДЕЛЬ КРУПНОАПЕРТУРНОЙ РЕКТЕННЫ ДЛЯ РАСЧЁТА КПД
ВЫПРЯМЛЕНИЯ ПРИ СООСНОМ РАСПОЛОЖЕНИИ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЕМНОЙ
АПЕРТУР И ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ДАЛЬНОСТИ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ****Постановка задачи**

Одной из актуальных проблем современной радиофизики является наращивание теоретических и экспериментальных исследований в области беспроводной передачи энергии (БПЭ) микроволновым лучом, лежащей в основе развития космической энергетики [1]. Значительная часть этих исследований относится к ректеннам, которые преобразуют энергию микроволнового луча в постоянный ток и представляют собой разновидность антенн с нелинейными элементами (АНЭ). В космических энергосистемах большой мощности ректенны являются крупноапертурными нефазированными антенными решётками, состоящими из большого числа приёмно-выпрямительных элементов (излучатели нагружены на СВЧ-выпрямительные диоды Шоттки). Совокупность приёмно-выпрямительных элементов (ПВЭ), расположенных в узлах двумерной решётки, образуют приёмно-выпрямительную апертуру (ПВА) ректенны. Мощность постоянного тока с выходов всех ПВЭ суммируется схемой сбора мощности (ССМ) [2].

Основное внимание при разработке ректенн уделяется расчёту их результирующего КПД η_{Σ} , определяющего эффективность преобразования СВЧ-луча в постоянный ток и распределение интенсивности поля побочного излучения, возникающего в силу присущих ректенне нелинейных эффектов и ухудшающего ее ЭМС [3].

К настоящему времени наиболее полно разработана теория крупноапертурных ректенн при соосном расположении передающей антенны системы БПЭ и ПВА [4, 5]. Показано, что в приближении начальной фильтрации высших гармоник, результирующий КПД ректенны может быть определён как произведение трёх парциальных КПД

$$\eta_{\Sigma} = \bar{\eta} \eta \eta_c = \frac{P_m}{P_{\Sigma}} \frac{P_{om}}{P_m} \frac{P_n}{P_{om}},$$

где $\bar{\eta}$ – КПД перехвата, равный максимальной мощности P_m , извлекаемой из свободного пространства ректенной, отнесённой к мощности излучения P_{Σ} ; η – КПД выпрямления, равный отношению суммарной мощности постоянного тока при работе каждого из них на оптимальную нагрузку P_{om} к мощности P_m ; η_c – КПД сбора мощности постоянного тока, равный отношению мощности постоянного тока в нагрузке P_n к мощности P_{om} .

Для реализации максимального КПД перехвата микроволновый луч фокусируют в плоскости расположения ПВА радиуса R_2 , а апертуру передающей антенны радиуса R_1 возбуждают полем с гауссовским амплитудным распределением (АР)

$$F_0(\rho/R_1) = \sqrt{\Pi(\rho/R_1)},$$

где $\Pi(\rho/R_1) = \Pi_{\max} \exp[-2\tau(\rho/R_1)^2]$; $\Pi(\rho/R_1)$ – плотность потока мощности СВЧ луча в произвольной точке излучающей апертуры; Π_{\max} – его значение в центре передающей антенны; $\tau = \pi R_1 R_2 / \lambda_0 D$ – число Френеля; λ_0 – рабочая длина волны; ρ – радиальная координата; D – дальность передачи энергии.

При этом, для обеспечения фокусировки поля, вводится квадратичное фазовое распределение (ФР) $\Phi(\rho/R_1)$ с опережением фазы к краям передающей антенны [6]

$$\Phi(\rho/R_1) = \frac{kR_1^2}{4D_0\lambda_0} \sin^2 \Theta_0 \left(\frac{\rho}{R_1}\right)^2,$$

где D_0, Θ_0 – задаваемые координаты точки фокусировки; $k = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число.

В этом случае в области фокусировки $D \approx D_0, \Theta \approx \Theta_0$ происходит компенсация квадратичной фазовой составляющей, обусловленной прохождением электромагнитной волны расстояния D_0 . Данный факт следует из известной формулы распределения поля $f(\Theta, D)$ в зоне Френеля [6]

$$f(\Theta, D) = \frac{R_1}{2} \int_{-1}^1 F_0\left(\frac{\rho}{R_1}\right) e^{-j \left[\Psi\left(\frac{r}{R_1}\right) - \frac{kR_1^2}{4D} \left(\frac{r}{R_1}\right)^2 \sin^2 \Theta \right]} d\left(\frac{\rho}{R_1}\right), \quad (1)$$

где $\psi = \pi R_1 \sin \Theta / \lambda_0$ – обобщенный угол.

Таким образом, при фиксированном расстоянии передачи энергии, равном D_0 , можно приближенно считать, что ПВА облучается неравномерно, но синфазно. Опираясь на это предположение, в [4] создан метод расчета КПД выпрямления крупных решеток.

Однако разработанная теория не учитывает особенности функционирования крупноапертурных решеток в составе космических энергосистем, снабжающих энергией космические аппараты (КА) (на которых расположены решетки) от энергоспутника (на котором находятся источник и передающая антенна). Первая особенность связана с изменением дальности передачи и несоосном расположении апертур при маневрах КА.

Если дальность передач энергии $D \neq D_0$, то, как следует из формулы (1), на распределение поля в зоне Френеля оказывает влияние квадратичная составляющая разности хода волн, которая в области $\sin \Theta \approx 1$ действует в зоне Френеля на удалении D аналогично квадратичному ФР, подчиняющемуся закону

$$\Phi(\rho/R_1) = \frac{kR_1^2}{4D} \left(\frac{\rho}{R_1}\right)^2. \quad (2)$$

Если $D = \text{var}$, то, в силу изменения величины фазы, изменяется и взаимовлияние между ПВЭ решетками, что сказывается и на величине КПД выпрямления. Ранее (см. [4]) закономерностью (2) пренебрегали и для рассмотрения случая $D = D_0$ использовалось приближение бесконечной решетки, применение которого невозможно при $D \neq D_0$ без специально доработанной модели крупноапертурной решетки. Ее модель еще более усложняется, если учитывать несоосность передающей и приемной апертур.

Большие размеры крупноапертурных решеток космических энергосистем определяют вторую их особенность – значительную протяженность зоны Френеля поля побочного излучения. Из [6] следует, что дальняя граница зоны Френеля решетки на частоте n -той гармоники определяется соотношением

$$r_n = 2R_2^2 n / \lambda_0.$$

То есть полю n -той частотной гармоники соответствует своя протяженность зоны Френеля, которая растет с увеличением номера гармоники и примерно в n раз превышает дальность передачи энергии. При этом решетка, представляющая собой фазированную антенную решетку на частотах гармоник, может создавать в определенных направлениях поле большой интенсивности и существенно ухудшать функционирование РЭА КА, находящихся даже на значительных удалениях от решетки.

Из сказанного следует практическая потребность знания структуры поля побочного излучения решетки в зоне Френеля для решения задач электромагнитной совместимости.

В предыдущих работах (см., например [7]) изучалась структура поля на частотах гармоник только в дальней зоне, что предполагает необходимость постановки и решения задачи об определении пространственного распределения интенсивности поля побочного излучения решетки в зоне Френеля.

Таким образом, целью данной работы является создание моделей крупноапертурных решеток, функционирующих в системах БПЭ с произвольным взаимным расположением приемной и передающей апертур и позволяющих рассчитать:

- КПД выпрямления решетки с учетом влияния фазового распределения по ее апертуре;

– интенсивность поля побочного излучения ректенны в зоне Френеля.

В первой части статьи рассмотрена модель крупноапертурной ректенны для расчета КПД выпрямления при соосном расположении апертур и изменяющейся дальности передачи энергии, что предполагает возбуждение ПВА полем с неравномерным амплитудно-фазовым распределением.

Модель крупноапертурной ректенны при неравномерном амплитудно-фазовом распределении поля возбуждения

Дальнейшие рассуждения будем строить, основываясь на результатах работы [4], где предложена модель крупноапертурной ректенны с использованием приближения бесконечной антенной решетки с нелинейными элементами, апертура которой возбуждается неравноамплитудно и синфазно. Дополним эту модель для случая возбуждения полем с квадратичным фазовым распределением.

Для начала запишем амплитудно-фазовое распределение по апертуре ректенны. В известные из публикаций формулы расчета амплитудно-фазовых распределений полей сфокусированных антенн не входят геометрические размеры приемной апертуры, что не позволяет применять их в случае систем БПЭ. По данной причине первый шаг при расчете КПД выпрямления состоял в выводе удобных для численных экспериментов формул, позволяющих определить АФР по апертуре ректенны, расположенной на расстоянии D от передающей антенны, сфокусированной на расстояние D_0 . В этом случае на основании результатов [8] можно записать следующее выражение для напряженности электрического поля в плоскости апертуры ректенны:

$$E(x, y, D) = \frac{jk}{D_0} e^{-jk \frac{D_0^2 + R^2}{D_0}} R_1 \int_0^a E(\rho, 0) e^{-\frac{jk\rho^2}{2D_0}} J_0\left(\frac{kR}{D_0}\rho\right) \rho d\rho, \quad (3)$$

где R – расстояние от центра апертуры ректенны до точки наблюдения поля передающей антенны;

$E(\rho, 0) = F(C\rho) e^{\frac{jk}{2D_0}\rho^2}$; $F(C\rho)$ – амплитудное распределение; C – нормирующий множитель переменной ρ ; $J_0(z)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Полагая, что в реальных системах БПЭ ректенна может находиться на расстояниях $D > D_0$ или $D < D_0$, выражение (3) с использованием замены переменных запишем таким образом:

$$E(x, y, D) = \frac{jR_1}{R_2} e^{-jk \frac{D^2 + R^2}{D}} \int_0^a F(t) e^{j\beta u^2} J_0\left(a \frac{R}{R_2} u\right) u du, \quad (4)$$

где $a = \sqrt{\frac{kR_1R_2}{D}}$; $u = \sqrt{\frac{kR_2}{DR_1}}\rho$; $\beta = \frac{(D - D_0)R_1}{2D_0R_2}$.

Далее будем считать, что в системе БПЭ реализуются условия максимального КПД перехвата, то есть [8]:

$$F(t) = e^{-0.225\tau u^2}, \quad \tau = \frac{a^2}{2}. \quad (5)$$

Современные математические пакеты, например Matlab 5.2, MathCad 6.0 и другие, позволяют рассчитывать поле по формуле (4) без каких-либо преобразований. Однако время, потраченное в этом случае на вычисление амплитудно-фазового распределения электромагнитного поля по апертуре ректенны, более чем на два порядка превышает время затраченное на численные исследования по следующей преобразованной формуле:

$$E(R, D) = \frac{jR_1}{R_2 p} e^{-jkD} e^{-\frac{jkR^2}{D}} \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left(\frac{R}{R_2}\right)^{2n}, \quad (6)$$

где $A_n = \frac{\tau^n}{2^{n+1} n!} \left[(-1)^n C_n e^{2p\tau} - \frac{1}{p^n} \right]$; $C_n = \sum_{k=0}^n (-1)^k \frac{(2\tau)^{(n-k)}}{(n-k)! p^k}$; $p = \alpha + j\beta$; $\alpha = -0.225\tau$.

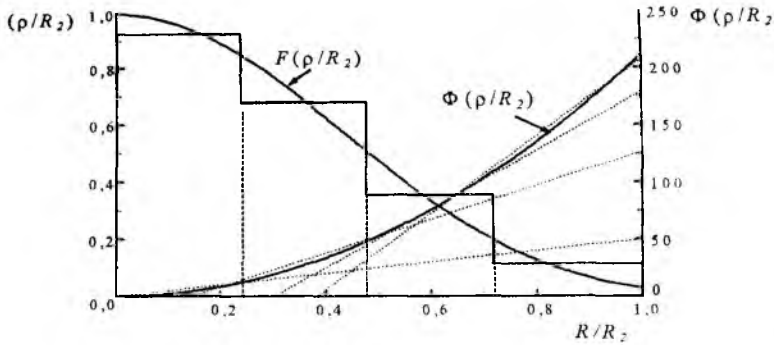


Рис.1

распределений и их аппроксимация на апертуре ректенны, которые получены при следующих исходных данных: $R_1=R_2=200\lambda_0$, $\tau=2$, $D=D_0$.

Приведенные на рис. 1 результаты вполне объяснимы: на апертуре ректенны амплитудное распределение такое же, как и на апертуре передающей антенны (гауссовское), а фазовое изменяется по квадратичному закону.

Дальнейшая задача исследований состояла в разработке подхода к анализу КПД выпрямления крупноапертурных ректенн, возбуждаемых падающим полем с неравномерным гауссовским амплитудным и квадратичным фазовым распределениями. Сложность анализа при таком возбуждении состоит в том, что из-за его неравномерности крупноапертурная ректенна не может быть описана моделью в виде бесконечной периодической решетки. Поэлементный подход также оказывается неприемлемым в силу большой размерности задачи. Суть предлагаемого упрощения основана на том, что гауссовские амплитудное и квадратичное фазовое распределения по раскрытию крупноапертурной ректенны есть медленно меняющиеся функции координат. В принятом приближении естественно предположить, что характеристики соседних приемно-выпрямительных элементов ректенны мало отличаются друг от друга в пределах их зоны взаимодействия.



Рис. 2

При регулярном расположении ПВЭ это позволяет заменить гауссовское амплитудное распределение ступенчатой функцией (рис.1), то есть разбить апертуру ректенны на N_z зон по количеству ступенек. Первая из них будет круговой, а остальные – кольцевые (рис. 2). Квадратичное фазовое распределение можно в пределах круговой и каждой кольцевой зоны аппроксимировать линейной функцией.

Каждой j -той зоне ($j=1...N$) соответствует свой фазовый сдвиг Φ_j , величину которого следует моделировать при расчетах импедансов излучателей ПВЭ путем изменения меридионального угла прихода Θ_n электромагнитной волны.

Импедансы излучателя также зависят и от азимутального угла φ_n при сферическом фронте волны. Приближенно эту зависимость следует учитывать путем разбиения апертуры ректенны на N_c равновеликих по площади секторов. В результате апертура ректенны разбивается на $N=N_z N_c$ подрешеток (см. рис.2). Расчеты входного импеданса излучателей ПВЭ i -той подрешетки ($i=1...N$) при известном значении фазы Φ_i необходимо проводить для среднего угла φ_n того сектора, в котором находится подрешетка.

Изложенная методика может быть применена только в том случае, если образовавшиеся при разбивке апертуры подрешетки описываются моделью бесконечной решетки. При этом аппроксимация фазового распределения секущими должна осуществляться, исходя из равенства ошибок аппроксимации на всех участках апертуры. Определенных рекомендаций следует придерживаться и при ступенчатой аппроксимации амплитудного распределения. Здесь значение аппроксимирующей функции в каждом секторе необходимо определять из равенства перепадов значений амплитуд поля на левой и правой границах зоны относительно значений этой величины в точке аппроксимации.

Таким образом, в ходе расчетов апертура ректенны разбивается на N подрешеток, параметры каждой из которых вычисляются по методике [4] в приближении бесконечной ректенной решетки. КПД выпрямления всей ректенны определяется из соотношения

$$\eta = \frac{\sum_{i=1}^N M_i P_{oi}}{\sum_{i=1}^N M_i P_{mi}},$$

где M_i – количество ПВЭ в i -той подрешетке; P_{oi} – мощность постоянного тока на выходе i -той подрешетки при работе ее на согласованную нагрузку; P_{mi} – максимальная мощность, извлекаемая i -той подрешеткой из свободного пространства.

Описанная модель была использована для составления алгоритма и компьютерной программы, с помощью которой проводились исследования КПД выпрямления крупноапертурных ректенн.

Численный анализ КПД выпрямления

Проведём численный анализ влияния квадратичного фазового распределения поля возбуждения ректенны на её КПД выпрямления. Для этого будем использовать методику расчёта крупноапертурных ректенн, предложенную выше, и алгоритм анализа микрополосковых излучателей, описанный в [10-12].

Цель исследований – рассчитать зависимости КПД выпрямления ректенны от дальности передачи энергии по предложенной и опубликованной в [4] методикам и путём сравнения полученных результатов установить степень влияния фазового распределения по апертуре ректенны на её эффективность.

Анализировалась система БПЭ со следующими геометрическими параметрами: радиус апертуры передающей антенны $R_1=933\lambda_0$, радиус апертуры ректенны $R_2=1050\lambda_0$, расстояние фокусировки $D_0=2.45 \cdot 10^6 \lambda_0$, число Френеля при $D=D_0$ $\tau_0=1,257$. Расстояние между апертурами D варьировалось в пределах $(0,8-1,2)D_0$. В этом случае амплитудное и фазовое распределения вдоль апертуры ректенны изменялись монотонно, без осцилляций, и никаких ограничений на применение предложенного в [1] подхода к анализу крупноапертурных ректенн не возникало. Предполагалось также, что в ректенне использовались диоды Шоттки с параметрами: допустимая мощность $P_\delta=1$ Вт, допустимый ток $I_\delta=100$ мА, допустимое обратное напряжение $U_\delta=40$ В, ток $I_s=2,5 \cdot 10^{-10}$ А, коэффициент $\alpha=23,03$. При расчётах ректенна моделировалась в виде периодической структуры с ячейкой периодичности квадратной формы $(0,5 \times 0,5)\lambda_0^2$. При этом число ПВЭ ректенны превышает 10^6 , что даёт право принимать приближение бесконечной решётки.

Апертура ректенны была разбита на три кольцевые зоны ($N=3$) путём деления радиуса апертуры R_2 на три равных отрезка с координатами концов

$$\rho_j = \frac{R_2}{N} j, \quad j \in 0,1,\dots,N.$$

Величины ступенек F_{cj} функции, аппроксимирующей амплитудное распределение $F(\rho, D)$, определялись из соотношения

$$F_{cj} = \frac{\rho_j \int F(\rho, D) d\rho}{\rho_j - \rho_{j-1}}.$$

Данное соотношение следует из условия равенства площадей фигур, одна из которых ограничена кривой реального амплитудного распределения $F(\rho, D)$ в пределах j -той зоны и прямой длиной $\rho_j - \rho_{j-1}$, а другая представляет собой эквивалентный по площади прямоугольник со сторонами F_{cj} и $\rho_j - \rho_{j-1}$.

Кривая фазового распределения $\Phi(\rho, D) = \frac{\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{\rho^2}{D}$ аппроксимировалась в каждой зоне секущей

с углом наклона

$$\alpha_j = \arctg \frac{\Phi(\rho_j, D) - \Phi(\rho_{j-1}, D)}{\rho_j - \rho_{j-1}},$$

которому присваивался угол прихода Θ_n гипотетических плоских волн, используемый при расчёте электродинамических характеристик излучателей j -той кольцевой зоны.

Для учёта зависимостей параметров излучателей от азимутального угла φ каждый квадрант пространства был разбит на три сектора со средними углами φ_n , равными 15° , 45° , и 75° .

Зависимости амплитудного и фазового распределений от нормированного текущего радиуса ректенны при различных дальностях передачи энергии приведены на рис. 3 (а – $D/D_0=0,8$, б – $D/D_0=1$, в – $D/D_0=1,2$).

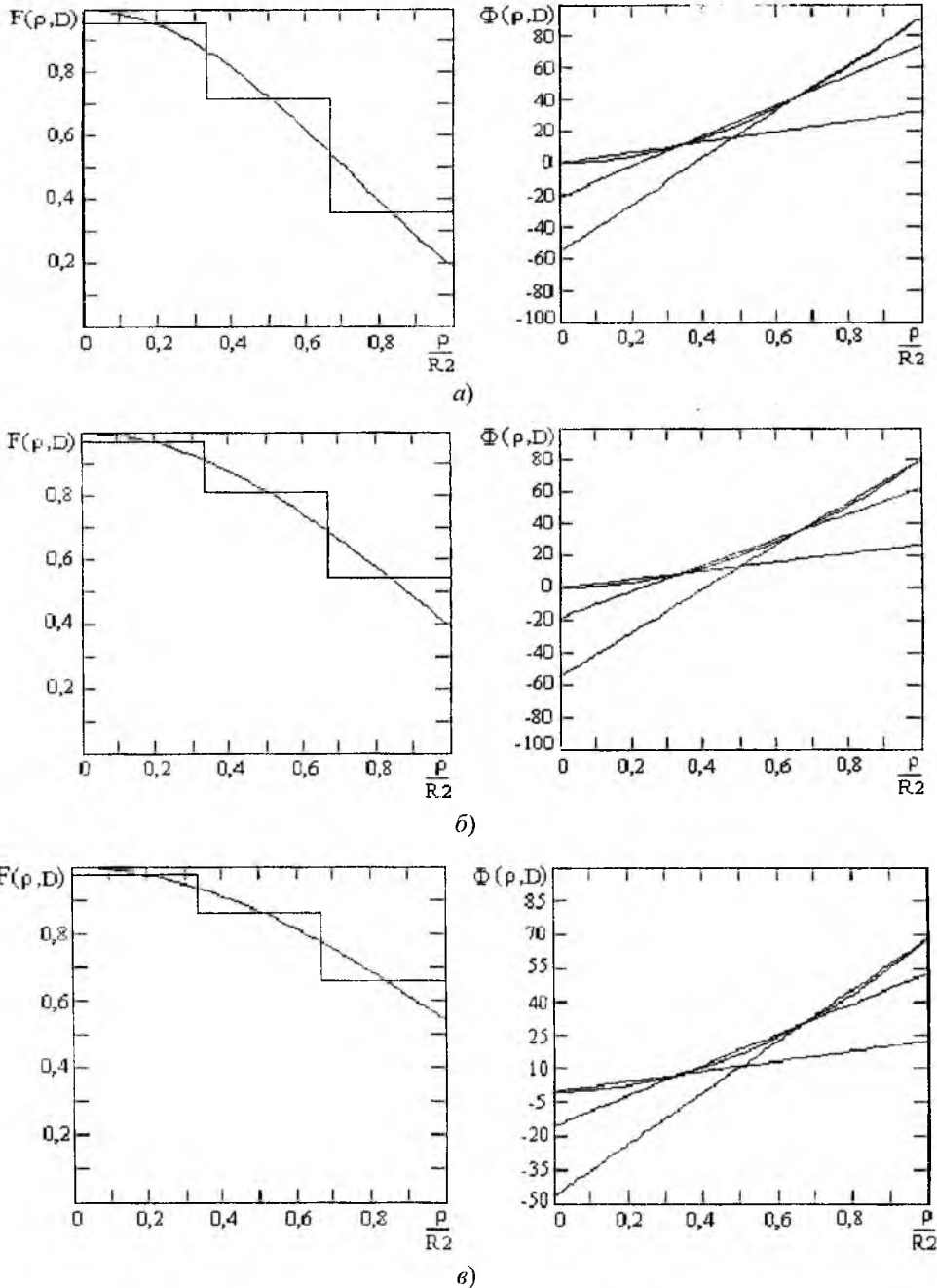


Рис. 3

Здесь же показаны и их аппроксимирующие функции. Нетрудно видеть, что с увеличением величины D неравномерность амплитудного и фазового распределений уменьшается. В свою очередь различные законы изменения амплитуды и фазы предопределяют и различную степень взаимовлия-

ния друг на друга излучателей ПВЭ ректенны. Следовательно, при изменении дальности передачи входное сопротивление излучателей тоже будет изменяться, что согласно [13] приведёт и к изменению КПД выпрямления.

Количественные значения КПД выпрямления, как следует из [13], зависят от типа излучателя. Оценку влияния фазового распределения на величину КПД, на наш взгляд, достаточно провести с использованием наиболее простых по конструкции прямолинейных вибраторов, расположенных над экраном на высоте h .

Вычисления проводились следующим образом. Для случая $D=D_0$ прямолинейные полуволновые вибраторы каждой подрешетки настраивались в резонанс (высота над экраном $k_0 h = 0,253$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$). Найденные с помощью разработанной в [10-12] программы резонансные длины вибраторов и их входные сопротивления Z представлены в табл.1. Здесь же показаны значения Z и для случаев $D/D_0=0,8$ и $D/D_0=1,2$ при неизменных длинах вибраторов относительно варианта $D/D_0=1$.

Таблица 1

№ зоны	φ^0	$k_0 l/2$	$Z, \text{Ом} (D/D_0=1)$	$Z, \text{Ом} (D/D_0=0,8)$	$Z, \text{Ом} (D/D_0=1,2)$
1	15	1,5385	$166,42 + j0,057$	$165,88 + j1,8$	$166,74 - j1,0392$
	45	1,5383	$166,31 - j0,2169$	$166,1 + j0,6848$	$166,44 - j0,772$
	75	1,5380	$165,8 + j0,3274$	$165,91 + j0,374$	$165,73 + j0,299$
2	15	1,5423	$173,01 - j0,5749$	$167,69 + j13,71$	$175,25 - j11,036$
	45	1,5402	$170,54 - j0,0973$	$168,60 + j7,1854$	$171,51 - j5,2285$
	75	1,5382	$168,56 - j0,5421$	$169,47 - j0,198$	$167,94 - j0,7753$
3	15	1,5492	$185,42 - j0,1727$	$178,13 + j19,12$	$188,19 - j31,15$
	45	1,5438	$179,06 - j0,2516$	$176,63 + j9,186$	$180,82 - j14,63$
	75	1,5383	$172,83 + j0,0640$	$173,96 + j0,487$	$171,19 - j0,5492$

Нетрудно видеть (вариант $D/D_0=1$), что в разных секторных зонах из-за изменения фазы поля возбуждения (углов Θ_n, φ_n) входные сопротивления вибраторов различны. Если же предположить, что гипотетические плоские волны падают на ПВА по нормали (апертура возбуждается синфазно), то входное сопротивление вибраторов вне зависимости от места их расположения на апертуре является постоянной величиной $Z=165,6+j0,23$ Ом. Различие величин Z вибраторов секторных зон при учёте квадратичного характера ФР и предопределяет отличие результатов при вычислении КПД выпрямления ректенны с квадратичным η и синфазным η' фазовым распределением (см. табл.2). Наибольшая разность КПД $\eta-\eta' = 7,8\%$ наблюдается при $D=D_0$.

Таблица 2

D/D_0	0,8	1	1,2
$\eta, \%$	78,6	88,5	82,3
$\eta', \%$	78,5	80,7	82,1
$\eta-\eta', \%$	0,1	7,8	0,2

Полученные данные дают право утверждать, что предложенная методика расчета КПД выпрямления более достоверна по сравнению с опубликованной в [4], так как даже при $D=D_0$ по ПВА наблюдается квадратичное фазовое распределение (см. рис.3,б), предполагаемое в [4] синфазным.

Список литературы: 1. Будаков В.П. Электроэнергия из космоса. М.: Энергоатомиздат, 1991. 152с. 2. Шифрин Я.С., Лучанинов А.И., Шокало В.М., Коновальцев А.А. Проблема беспроводной передачи энергии // Радиотехника. М. 2001. Вып. 52. С. 43-47. 3 Лучанинов А.И., Шифрин Я.С. Антенны с нелинейными элементами// Справочник по антенной технике. Т.1/ Под ред. Л.Д. Бахраха, Е.Г. Зелкина. М.: ИПРЖР, 1997. С. 207-235. 4. Теоретические и экспериментальные исследования крупноапертурных ректенных решеток / А.И. Лучанинов, В.М. Шокало, А.А. Коновальцев и др. // Радиотехника. 1998. Вып. 106. С. 63-72. 5. Shifrin Y.S., Shokalo V.M., Konovaltsev A.A. Ways of increase of rectenna efficiency/ 46-th international Astronautical Congress, Oslo, Norway. 1995. 6. Корниенко Л.Г. Теория и техника излучающих и направляющих систем. Харьков: ХВУ, 1994. 625с. 7. Шокало В.М., Коновальцев А.А., Лучанинов Ю.А. Снижение направленности побочного излучения ректенных решеток // Радиотехника. 1998. Вып. 106. С.74-79 8. Эффективность системы передачи энергии СВЧ лучом Шокало В.М. Рыбалко А.М. // Харьков 1995. 40с. Деп. в ГНТБ Украины 13.04.95, № 856 – Ук95. 9. Sherman I. Properties of fo-

cused apertures in the frisnel region // IRE trans. antennas propogation. 1962. Vol. AP-10. P. 399-408. 10. Лучанинов А.И., Коновальцев А.А., Лучанинов Ю.А., Омаров М.А., Шокало В.М. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 1. Модель, описание геометрии и система интегральных уравнений для токов ленточных микрополосковых излучателей сложной геометрии в составе бесконечной решетки // Радиотехника. 2001. Вып. 117. С. 78-84. 11 Лучанинов А.И., Коновальцев А.А., Лучанинов Ю.А., Омаров М.А., Шокало В.М. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 2.Решение системы интегральных уравнений // Радиотехника. 2001. Вып. 118. С. 3-7. 12. Лучанинов А.И., Коновальцев А.А., Лучанинов Ю.А., Омаров М.А., Шокало В.М. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 3.Особенности численной реализации алгоритма // Радиотехника. 2001. Вып. 119. С. 199-210. 13. Лучанинов А.И., Шокало В.М., Коновальцев А.А. Численные исследования параметров приемно-выпрямительных элементов крупноапертурных ректенн // Радиотехника. 2001. Вып. 107. С. 3-11.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.09.2001

СТАТИСТИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК С НИЗКОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ ОПТИМАЛЬНЫХ ДИАГРАММ К ФЛУКТУАЦИЯМ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИСТОЧНИКОВ

Попытка синтезировать нереализуемые диаграммы направленности (ДН) приводит, как правило, к диаграммам очень чувствительным к малым возмущениям полученного оптимального распределения источников. На практике это означает, что при реализации найденных амплитудно-фазовых распределений (АФР), из-за всегда присутствующих в антенне флуктуаций источников, получаемые реально ДН (т.е. отдельные реализации ДН) могут значительно отличаться от синтезированной, а, следовательно, и от заданной ДН. В качестве меры чувствительности удобно взять дисперсию диаграммы по полю, ибо её значение как раз и оценивает степень разброса отдельных реализаций относительно средней ДН. Существующие методы синтеза антенных решеток (АР) по заданной ДН не позволяют в процессе решения гарантировать малую или заданную степень чувствительности получаемого решения. В данной работе рассмотрена в статистической постановке задача синтеза АР по критерию минимума квадратичного отклонения средней ДН по полю от заданной при условии, что дисперсия её не должна превышать заданного уровня.

Диаграмма направленности антенной решетки, состоящей из N одинаково ориентированных излучателей, с точностью до постоянного множителя имеет вид

$$F(\mathbf{i}, \bar{u}) = \mathbf{A} \cdot \mathbf{i},$$

где $\mathbf{A} = \|a_m\|$ – матрица-столбец с элементами $a_m = q_m(\bar{u}) \exp(jk\bar{r}_m \bar{u})$, $m = \overline{1, N}$; $\mathbf{i} = (i_1, \dots, i_N)$ – вектор комплексных токов возбуждения в пространстве R_N ; \bar{r}_m – вектор положения m -го излучателя, направленный в точку наблюдения; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Будем полагать, что флуктуациям подвержен вектор комплексных токов $\mathbf{i}(\xi) = (i_1(1 + \xi_1), \dots, i_N(1 + \xi_N))$, причем случайные величины ξ_n центрированы с корреляционной матрицей $\mathbf{D}(\xi) = M(\xi \cdot \xi^*) = \sigma_\xi^2 \| \omega_{nm} \|_1^N$. Здесь ξ – матрица-строка случайных величин ξ_n ; $\sigma_\xi^2 = \max_n M|\xi_n|^2$ – максимальная суммарная дисперсия; M – знак математического ожидания;

* – знак сопряжения матрицы.

Усредненная по всем направлениям в пространстве дисперсия диаграммы направленности определяется следующим выражением [1]:

$$\sigma_F^2 = \frac{1}{4\pi} M \int_{\Omega} |F(\mathbf{i}(\xi), \bar{u})|^2 d\Omega - \int_{\Omega} |F(M\mathbf{i}, \bar{u})|^2 d\Omega,$$

где $d\Omega$ – элемент телесного угла.

Рассмотрим следующую задачу. Синтезировать такую диаграмму антенной решетки $F(\bar{u})$, чтобы дисперсия ДН σ_F^2 была минимальной, а точность аппроксимации заданной диаграммы $F_0(\bar{u})$ синтезируемой, определяемая метрикой пространства L_Ω^2 , не превышала бы определенного уровня ε_0 . Таким образом, задача синтеза АР может быть сформулирована как задача на условный экстремум:

$$\min_{i \in I_0} \rightarrow \sigma_F^2, I_0 \left(M\mathbf{i} : \|MF - F_0\|_0^2 \leq \varepsilon_0 \right),$$

где $\|F\|_0^2 = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} |F(\bar{u})|^2 d\Omega$ – норма в пространстве L_Ω^2 .

Поставленная задача эквивалентна задаче минимизации невязки $\varepsilon = \|MF - F_0\|_0^2$ при условии, что дисперсия ДН не превышает фиксированного уровня δ_0 . Чтобы исключить возможность выхода синтезированной диаграммы из класса оптимальных за счет последующей её нормировки, рационально включить в невязку нормирующий множитель при синтезируемой диаграмме. Если оптимальный нормирующий множитель найти из критерия минимума невязки [2], то ε примет вид

$$\varepsilon = \|F_0\|_0^2 - |(A \cdot Mi, F_0)|_0^2 / \|A \cdot Mi\|_0^2. \quad (1)$$

Из правой части этого равенства видно, что величина невязки определяется токами решетки с точностью до постоянного множителя. Поэтому и уровень дисперсии ДН целесообразно определить в относительных единицах, например, в единицах мощности средней диаграммы по полю. При таком подходе ограничение на дисперсию диаграммы σ_F^2 запишется в виде

$$\sigma_F^2 / \|A \cdot Mi\|_0^2 \leq \delta_0. \quad (2)$$

Если решать задачу минимизации (1) при условии (2), то в (2) знак строгого неравенства нужно исключить, так как в противном случае решается задача на безусловный экстремум, что противоречит первоначальной постановке. Предварительно задачу на условный экстремум перепишем в матричном виде:

$$\varepsilon = \|F_0\|_0^2 - |(i, A_o^* F_0)|_0^2 / (Hi, i) \rightarrow \min, \quad I_0(i : (\sigma_\Sigma^2 \tilde{H}i, i) / (Hi, i) = \delta_0,$$

где $H = \|h_{nm}\|_1^N = 1/4\pi \int_{\Omega} AA^* d\Omega$ – нормированная матрица взаимных сопротивлений; $A_o^* F_0$ – вектор в R_N с компонентами $(1/4\pi) \int_{\Omega} \tilde{q}(\tilde{u}) \exp(-jkr_m \tilde{u}) F_0(\tilde{u}) d\Omega$, $m = \overline{1, N}$. который получается как результат отображения заданной диаграммы направленности в сопряженное пространство; (\circ, \circ) – скалярное произведение в R_N ; $\tilde{H} = \|\omega_{nm} h_{nm}\|_1^N$ – положительно определенная матрица.

Рассматривая введенную относительную дисперсию как отношение двух эрмитово положительных форм, заключаем, что δ_0 должно находиться в интервале, образованном минимальным и максимальным значениями пучка $(\tilde{H}i, i) - \lambda(Hi, i)$. Меняя корреляционные связи в токах АР, можно менять интервал изменения допустимых значений дисперсии. Так, когда отсутствуют корреляционные связи ($\omega_{nm} = 0$, $n \neq m$) и случайные величины ξ_n имеют одинаковую дисперсию, относительная дисперсия находится в интервале $[\sigma_\Sigma^2 / \lambda_{\min}, \sigma_\Sigma^2 / \lambda_{\max}]$, где $\lambda_{\min}, \lambda_{\max}$ – соответственно минимальное и максимальное собственные значения матрицы H . При усилении корреляционных связей происходит сужение этого интервала вплоть до его исчезновения при $\omega_{nm} \rightarrow 1$.

Будем считать, что при заданной корреляционной матрице величина δ_0 находится в указанном интервале. В противном случае требование относительно δ_0 либо занижено, либо завышено.

Задачу на условный экстремум (3) решаем вариационным методом с помощью множителя Лагранжа и находим, что оптимальные токи удовлетворяют линейному уравнению

$$(H + \alpha \sigma_\Sigma^2 \tilde{H}) i_\alpha = A_o^* F_0,$$

где множитель α находится из условия принадлежности оптимальных токов множеству I_0 , т.е. находятся из уравнения

$$\sigma_\Sigma^2 (\tilde{H}i_\alpha, i_\alpha) / (Hi_\alpha, i_\alpha) = \delta_0. \quad (4)$$

Решение этого уравнения сильно упрощается, если рассматривать дисперсию на оптимальных токах как функцию переменной величины $\alpha \geq 0$:

$$\psi(\alpha) = \sigma_{\Sigma}^2 (\tilde{\mathbf{H}} \mathbf{i}_{\alpha}, \mathbf{i}_{\alpha}) / (\mathbf{H} \mathbf{i}_{\alpha}, \mathbf{i}_{\alpha}).$$

Эта функция, как было сказано ранее, ограничена сверху и снизу, а также монотонно убывает с ростом α , что легко доказывается, с использованием идеи, изложенной в [3]. Поэтому, определив пробным путем интервал изоляции корня, можно, например, методом хорд найти корень уравнения (4) с любой степенью точности.

Для оценки чувствительности полученного решения к влиянию флуктуаций в распределении источников введем коэффициент чувствительности (КЧ) синтезированной диаграммы направленности (СДН) как нормированную дисперсию в энергетической метрике

$$\rho = \left(1 / \|F_0\|_0^2 \right) M \left(\left\| F(\mathbf{i}_{\alpha}, \bar{u}) - F(\mathbf{i}_{\alpha}^*, \bar{u}) \right\|_0^2 \right).$$

Он характеризует степень разброса реализаций оптимальной диаграммы вследствие наличия флуктуаций в токовом режиме антенны. Наиболее просто анализ КЧ можно провести, когда корреляционная матрица $\|\omega_{nm}\|_1^N = \mathbf{I}$ – единичная матрица. Для этого случая имеем

$$\rho = \left(1 / \|F_0\|^2 \right) \sigma_{\Sigma}^2 (\mathbf{i}_{\alpha}, \mathbf{i}_{\alpha}),$$

где оптимальные токи уже удовлетворяют уравнению

$$(\mathbf{H} + \alpha \sigma_{\Sigma}^2 \mathbf{I}) \mathbf{i}_{\alpha} = A_0^* F_0.$$

Такая запись уравнения относительно оптимальных токов позволяет для получения явного выражения этих токов использовать в качестве ортонормированного базиса собственные векторы $\{\varphi_n\}_1^N$ матрицы \mathbf{H} ($\mathbf{H} \varphi_n = \lambda_n \varphi_n$, $0 < \lambda_1 < \dots < \lambda_N$). Простые преобразования приводят к следующему выражению:

$$\mathbf{i}_{\alpha} = \sum_{n=1}^N \frac{(A_0^* F_0, \varphi_n)}{\lambda_n + \alpha \sigma_{\Sigma}^2} \varphi_n. \quad (5)$$

Полученное спектральное разложение оптимального вектора токов показывает, что для решеток с увеличенным количеством элементов, матрица взаимных сопротивлений которых имеет $\lambda_{\min} \ll 1$ (например, сверхнаправленные АР), с вычислительной стороны статистический подход значительно предпочтительнее детерминированного, так как улучшает обусловленность линейной системы алгебраических уравнений для искомого решения.

Используя соотношение (5), перепишем КЧ в виде

$$\rho = \sigma_{\Sigma}^2 \sum_{n=1}^N \frac{\left| (A_0^* F_0, \varphi_n) / \|F_0\|_0 \right|^2}{(\lambda_n + \alpha \sigma_{\Sigma}^2)^2}.$$

Отсюда видно, что КЧ всегда будет мал при малой суммарной дисперсии – СДН обладает малой чувствительностью к флуктуациям в АФР, если только минимальное собственное значение матрицы сопротивлений не очень мало. Если $\lambda_1 \sim \sigma_{\Sigma}^2$, то основной вклад в КЧ дает проекция вектора $A_0^* F_0$ на минимальный главный вектор и

$$\rho \approx \frac{\left| (A_0^* F_0, \varphi_1) / \|F_0\|_0 \right|^2}{\sigma_{\Sigma}^2 (1 + \alpha)^2}.$$

В этом случае КЧ будет расти обратно пропорционально суммарной дисперсии. Такая ситуация характерна для решеток, взаимные сопротивления которых близки к собственным (решетки с малыми межэлементными расстояниями). Очевидно, что наименее чувствительными диаграммами, полученными при синтезе, будут те, которые соответствуют заданным диаграммам F_0 из класса диаграмм, проектируемых в сопряженном пространстве только на максимальный главный вектор.

Представляет интерес исследование на чувствительность класса реализуемых диаграмм. Нетрудно показать, что (для заданной реализуемой диаграммы) $A_0^* F_0 = \mathbf{Hc}$, где \mathbf{c} – вектор, компонентами которого являются коэффициенты разложения диаграммы F_0 . Поэтому КЧ для реализуемых диаграмм принимает вид

$$\rho = \frac{\sigma_{\Sigma}^2}{\sum_{m=1}^N \lambda_m |(c, \varphi_m)|^2} \sum_{n=1}^N \frac{\lambda_n^2 |(c, \varphi_n)|^2}{(\lambda_n + c \sigma_{\Sigma}^2)^2}$$

Анализ полученного выражения показывает, что даже при самом неудачном выборе коэффициентов реализуемой диаграммы ($(c, \varphi_n) = 0, n = \overline{2, N}, \lambda_1 \ll 1$) коэффициент чувствительности будет ограничен, а в остальных случаях мал при малой суммарной дисперсии σ_{Σ}^2 . Таким образом, реализуемые диаграммы относятся к классу диаграмм, мало чувствительных к флуктуациям в распределении источников.

Список литературы: 1. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. Радио, 1970. 2. Дымский В.Н., Чони Ю.И. Об одном приближенном решении задач синтеза антенн, допускающем экспериментальное моделирование // Известия вузов. Радиофизика. 1970. №9. С. 1389-1385. 3. Мартынов М.А., Павлюк В.А., Рыбалко А.М. Максимизация интегральных параметров антенных решеток с подавлением бокового излучения // Радиотехника и электроника. 1977. № 3. С. 609-613.

Харьковский национальный университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 14.05.2001

ВЗАИМНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕЖДУ ГОРИЗОНТАЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ДИПОЛЯМИ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Введение

Исследование влияния диссипативных сред на эффективность излучателей электромагнитных волн и их взаимодействие в составе решеток составляет важную часть теории и практики антенн. В работах [1-3] разработана методика численной оценки взаимного влияния и КПД дипольных антенн, расположенных вблизи диссипативного полупространства. В [3] приведен метод расчета взаимных импедансов между горизонтальными электрическими диполями (ГЭД), размещенными над поверхностью реальной земли. Однако приведенные там соотношения неприменимы для случая, когда оба ГЭД лежат непосредственно на поверхности раздела двух сред. В настоящей работе делается попытка устранить этот пробел.

Основные соотношения

Рассмотрим два электрических диполя Герца с номерами m и n , оси которых лежат в плоскости раздела двух сред. Положим, что верхняя среда является идеальным диэлектриком с параметрами ϵ_1, μ_1 , а нижняя – реальным диэлектриком с параметрами $\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2$. Для описания геометрии задачи введем прямоугольную систему координат и совместим плоскость $z = 0$ с поверхностью раздела. Будем считать, что оба диполя ориентированы параллельно оси y (рис.1) и имеют электрические моменты $\vec{p}_i = \vec{y}^0 I_i l_i$, где I_i – амплитуда тока на n -м диполе, l_i – его длина. Положим также, что центр m -го диполя расположен в начале координат, а центр n -го – в точке $Q_n = (x_n, y_n)$.

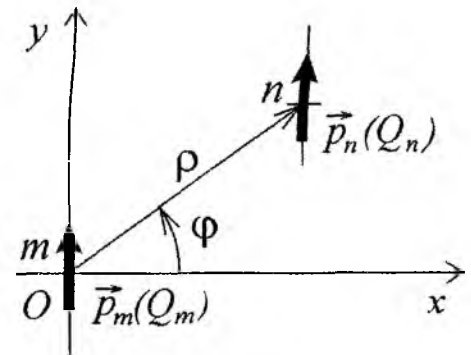


Рис. 1

В работе [1] с использованием метода наводимых ЭДС и разложения электромагнитных полей в спектр плоских волн получено следующее выражение для расчета взаимного импеданса между двумя параллельными ГЭД, расположенными над границей раздела двух сред:

$$Z_{mn} = Z_{mn}^{\infty} + \Delta Z_{mn}. \quad (1)$$

Здесь Z_{mn}^{∞} – слагаемое, описывающее взаимный импеданс для случая $\sigma_2 \rightarrow \infty$, а ΔZ_{mn} – поправочный член, учитывающий параметры реальной земли:

$$\frac{\Delta Z_{mn}}{R_{00}} = -\frac{3}{2} \int_0^{\infty} \left(\frac{j\gamma_1}{k_1} T_{\epsilon} A + \frac{k_1}{j\gamma_1} \tilde{T}_{\mu} B \right) e^{-\gamma_1 \zeta} v dv, \quad (2)$$

$$\text{где } \begin{cases} A \\ B \end{cases} = J_0(k_1 v \rho) \begin{cases} \sin^2 \varphi \\ \cos^2 \varphi \end{cases} \pm \frac{J_1(k_1 v \rho)}{k_1 v \rho} \cos 2\varphi; \quad T_{\epsilon} = \frac{2\gamma_2 \epsilon_1}{\gamma_1 \epsilon_2 + \gamma_2 \epsilon_1}; \quad \tilde{T}_{\mu} = \frac{2\gamma_1 \mu_2}{\gamma_1 \mu_2 + \gamma_2 \mu_1};$$

z_m и z_n – высоты расположения центров m -го и n -го диполей, соответственно; $\zeta = z_m + z_n$,

$\rho = \sqrt{x_n^2 + y_n^2}$; $\varphi = \arctg \frac{y_n}{x_n}$; $k_{1,2} = \omega \sqrt{\epsilon_{1,2} \mu_{1,2}}$, $\gamma_{1,2} = \sqrt{v^2 - k_{1,2}^2}$, $R_{00} = 20 k_1^2 l_m l_n$, $J_n(x)$ –

функция Бесселя первого рода n -го порядка.

Для диполей, лежащих на поверхности раздела ($\zeta = 0$), первое слагаемое в (1) равно нулю ($Z_{mn}^\infty = 0$), с учетом чего выражение для нормированного взаимного импеданса можно и записать в следующем виде:

$$z_{mn} = \frac{Z_{mn}}{R_{00}} = -j \frac{3}{2} \int_0^\infty f(v) dv, \quad (3)$$

$$\text{где } f(v) = \left(\frac{\gamma_1}{k_1} T_\varepsilon A - \frac{k_1}{\gamma_1} \tilde{T}_\mu B \right) v.$$

Несобственный интеграл в (3) является сходящимся, однако его частичное интегрирование оказывается затруднительным из-за специфики поведения подынтегральной функции $f(v)$ при $v \rightarrow \infty$. Дело в том, что входящие в $f(v)$ функции Бесселя обуславливают появление в ней осцилляций, период которых в области больших v составляет примерно $\rho \lambda$. С ростом v , начиная с некоторого его значения $v = v_q$, амплитуды этих осцилляций монотонно возрастают, стремясь вместе с v к бесконечности. Это обстоятельство практически исключает возможность численного интегрирования $f(v)$ вдоль вещественной оси. Преобразование (3) в контурный интеграл и смещение пути интегрирования в комплексную плоскость может заметно снизить амплитуды осцилляций $f(v)$ и изменить характер ее поведения при $v \rightarrow \infty$, однако при этом остается открытым вопрос об оптимальном выборе пути интегрирования, обеспечивающем быструю его сходимость [4].

Для обеспечения уверенной сходимости рассматриваемого интеграла воспользуемся следующим приемом. Выделим из подынтегрального выражения асимптотическую часть, которая интегрируется аналитически, и оценим скорость сходимости интеграла от полученного остатка. В качестве асимптотических слагаемых удобно использовать выражения, описывающие спектральные представления функции Грина или ее производных, например:

$$\int_0^\infty J_0(v\rho) \frac{e^{-j\zeta\sqrt{v^2-k^2}}}{\sqrt{v^2-k^2}} v dv = \frac{e^{-jkR}}{R}, \quad \int_0^\infty J_1(v\rho) \frac{e^{-j\zeta\sqrt{v^2-k^2}}}{\sqrt{v^2-k^2}} v^2 dv = -\frac{\partial}{\partial \rho} \frac{e^{-jkR}}{R} \text{ и т.д.,}$$

$$\text{где } R = \sqrt{\rho^2 + \zeta^2}.$$

Применяя такую операцию к интегралу (3), можно получить следующее выражение:

$$z_{mn} = \frac{Z_{mn}}{R_{00}} = -j \frac{3}{2} \left\{ \left[f_S - \frac{k_2^2 - k_1^2}{4k_{12}^4} \frac{k_2^2}{k_1 \rho} - j \left(1 + \frac{1}{jk_{12}\rho} \right) \frac{e^{-jk_{12}\rho}}{k_{12}^2 \rho^2} \right] \sin^2 \varphi - \left[f_C + \frac{e^{-jk_{12}\rho}}{k_1 \rho} \right] \cos^2 \varphi + \frac{1}{k_1 \rho} \left[f_{01} + j \frac{k_{21}}{k_{12}} \left(1 + \frac{1}{jk_{21}\rho} \right) \frac{e^{-jk_{21}\rho}}{k_{12} \rho} \right] \cos 2\varphi \right\}, \quad (4)$$

в котором f_S , f_C и f_{01} – интегралы от остатков подынтегральной функции $f(v)$ после выделения из нее асимптотических слагаемых:

$$f_S = \int_0^\infty J_0(v\rho) \left[\left(\frac{2\gamma_2}{k_1^2 \gamma_2 + k_2^2 \gamma_1} - \frac{1}{k_{12}^2} \right) \gamma_1 v + \frac{k_2^2}{4} \frac{k_2^2 - k_1^2}{k_{12}^4} \right] \frac{dv}{k_1};$$

$$f_C = \int_0^\infty J_0(v\rho) \left(\frac{2}{\gamma_1 + \gamma_2} - \frac{1}{\gamma_{12}} \right) \frac{v dv}{k_1};$$

$$f_{01} = \int_0^\infty J_1(v\rho) \left(\frac{2}{k_1^2 \gamma_2 + k_2^2 \gamma_1} - \frac{1}{k_{12}^2 \gamma_{21}} \right) k_1 v^2 \frac{dv}{k_1}; \quad (5)$$

где $k_{12}^2 = (k_1^2 + k_2^2)/2$; $k_{21} = k_1 k_2 / k_{12}$, $\gamma_{12} = \sqrt{v^2 - k_{12}^2}$, $\gamma_{21} = \sqrt{v^2 - k_{21}^2}$.

Результаты выделения асимптотической части из интеграла (3) рассмотрим на примере слагаемого f_{01} (5), для чего представим его в следующем виде:

$$f_{01} = \int_0^{\infty} [g_{01}(v) - g_{a1}(v)] \frac{dv}{k_1}, \quad g_{01}(v) = J_1(v\rho) \frac{2k_1 v^2}{k_1^2 \gamma_2 + k_2^2 \gamma_1}, \quad g_{a1}(v) = J_1(v\rho) \frac{k_1 v^2}{k_{12}^2 \gamma_{21}}.$$

Нетрудно убедиться, что амплитуда осцилляций исходной функции $g_{01}(v)$ при $v \rightarrow \infty$ неограниченно растет по закону $v^{1/2}$. Выделение из нее асимптотической части приводит к тому, что ее остаток $\bar{g}_{01}(v) = g_{01}(v) - g_{a1}(v)$ становится убывающей функцией, которая с ростом v стремится к нулю со скоростью примерно три порядка на декаду. График функции $\bar{g}_{01}(v)$ приведен на рис.2,а, на котором можно заметить острые пики вблизи точек ветвления, которые могут затруднить операцию ее численного интегрирования. Однако эти колебания можно сгладить, если сместить путь интегрирования $\kappa(v)$ на плоскость комплексного переменного. В данном случае в качестве такого пути удобно выбрать линию, описанную известным законом распределения Рэлея:

$\kappa(v) = v + j \frac{qv}{s^2} e^{-v^2/2s^2}$, где q и s – параметры, определяющие положение и величину смещения

максимума кривой $\kappa(v)$ от вещественной оси. На рис. 2,б показан график функции $\bar{g}_{01}[\kappa(v)]$ вдоль выбранного пути при $q = s = 1$. Здесь функция является достаточно гладкой и ее численное интегрирование не должно составлять каких-либо затруднений. При расчете представленных кривых полагалось, что $\rho/\lambda = 1$, а параметры сред взяты такими же, как в описанном ниже примере.

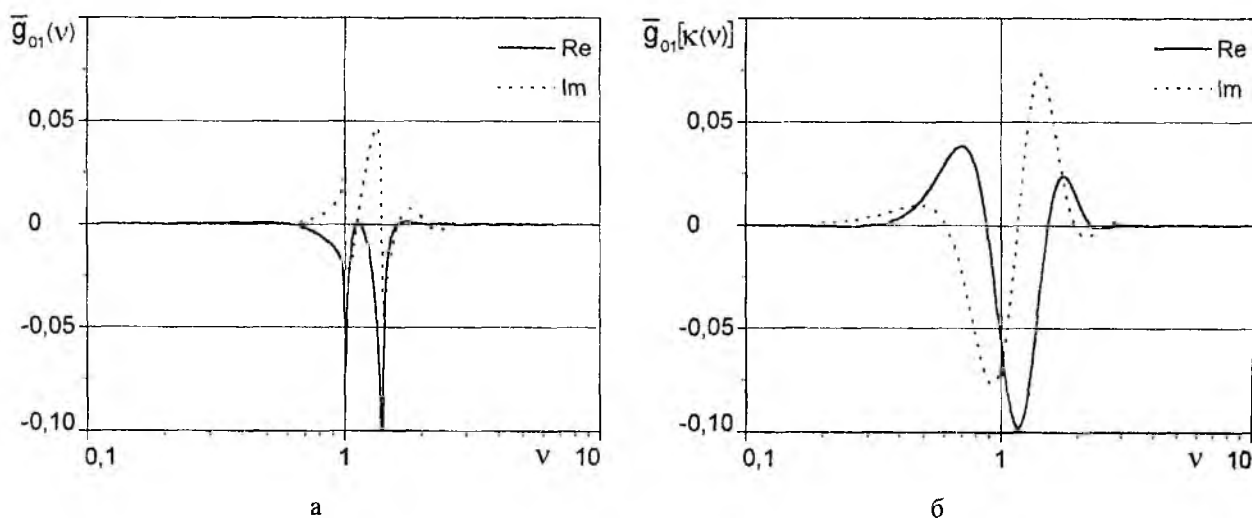


Рис. 2

Численные результаты

В качестве примера приведем результаты вычисления взаимного сопротивления между двумя ГЭД, расположенными на границе раздела воздух/земля. При этом параметры земли полагались равными $\epsilon_{r2} = 10$, $\mu_{r2} = 1$ и $\sigma_2 = 0,01 (\Omega \cdot m)^{-1}$, а частота была принята равной $f = 6$ МГц. На рис.3,а представлена зависимость вещественной части нормированного взаимного импеданса между двумя параллельными ГЭД, расположенными на поверхности земли, от расстояния между ними (сплошная кривая). На этом же рисунке приведены аналогичные зависимости для двух ГЭД, которые были подняты над поверхностью земли на высоту $h = (0,001; 0,005; 0,01; 0,02)\lambda$, рассчитанные по методике, изложенной в [3].

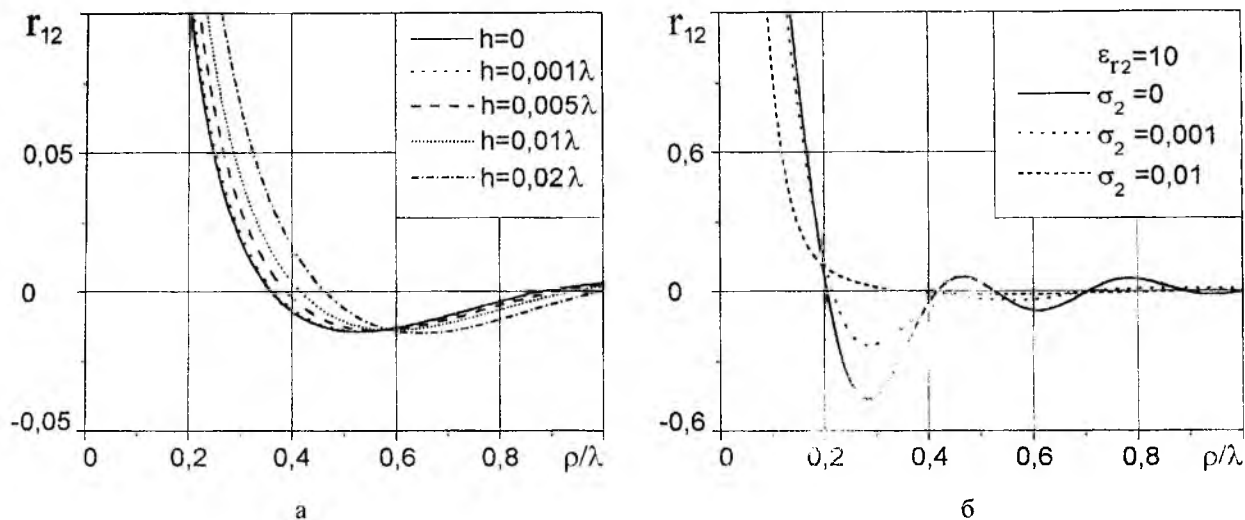


Рис. 3

Приведенное семейство кривых свидетельствует о том, что касание диполей поверхности раздела не приводит к резкому изменению характера зависимости $z_{mn}(\rho)$. Постепенные трансформации кривой $z_{mn}(\rho)$ при изменении проводимости земли демонстрируются графиками, показанными на рис.3,б. Здесь с ростом σ_2 взаимная связь между диполями сильно уменьшается, что особенно заметно при увеличении расстояния между ними и легко объяснимо с физической точки зрения. Кроме того, здесь следует отметить, что вещественная часть собственного импеданса ГЭД, лежащего на поверхности диссипативной среды, в отличие от диполя, расположенного в среде без потерь, неограниченно возрастает при стремлении его эквивалентного радиуса к нулю. Последний результат полностью согласуется с результатами работы [5], где рассмотрено излучение диполя Герца, помещенного в диссипативную среду.

Заключение

Приведенные в настоящей работе соотношения расширяют границы применимости разработанной в работе [3] методики оценки эффективности излучения линейных антенн, расположенных вблизи границы раздела двух сред, и позволяют рассчитывать их параметры и в том случае, когда антенны лежат непосредственно на границе раздела.

Список литературы: 1. Токарский П.Л. Взаимные сопротивления и КПД электрических диполей, расположенных вблизи поверхности раздела двух сред // Радиофизика и радиоастрономия. 1998. Т. 3, № 4. С. 434-440. 2. Токарский П.Л. Взаимные сопротивления и КПД вертикальных вибраторов, расположенных над поверхностью земли // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 1999. Вып. 111. С.42-45. 3. Токарский П.Л. Взаимные сопротивления и КПД горизонтальных электрических диполей, расположенных над поверхностью земли / Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2001. Вып. 118. С.42-46. 4. Michalski K.A., Butler C.M. Evaluation of Sommerfeld integrals arising in the ground stake antenna problem // IEE Proc. Microwaves, Antennas and Propagation. 1987. Vol. 134. Part H. No. 1. P. 93-97. 5. Tai C.T., Colin R.E. Radiation of a Hertzian Dipole Immersed in a Dissipative Medium. IEEE Trans. on Antennas and Propagation. 2000. Vol. 48. No. 10. P.1501 - 1506.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 30.06.200.

ВОЗБУЖДЕНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОЙ БИКОНИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ МАГНИТНЫМ РАДИАЛЬНЫМ ДИПОЛЕМ

Исследование задач рассеяния электромагнитных волн на биконусах представляет большой интерес не только для теории, но также и для практических приложений в радиолокации, связи, антенной технике и телеметрии [1, 2]. Это связано с тем, что биконические структуры являются широкополосными или сверхширокополосными в зависимости от их геометрических размеров [2-4]. В ряде работ [2, 3, 5-7] приведены результаты исследования граничных электродинамических задач для сплошных идеально проводящих биконусов, представляющих собой модели широкополосных биконических передающих и приемных антенн с произвольными нагрузками. Однако использование вместо сплошных структур незамкнутых (например, многоэлементных или щелевых) позволяет еще больше расширить рабочий диапазон и создавать широкополосные антенны с управляемой поляризацией излучения [1,8,9].

Традиционными методами решения граничных электродинамических задач для конусов и биконусов является метод разделения переменных и связанный с ним метод собственных функций [2, 3, 5, 10]. Полученные в результате использования этих методов представления для решения в виде рядов оказались малоприспособленными для изучения поля в дальней зоне из-за медленной сходимости последних. Применяя основную теорему о вычетах, удалось преобразовать ряды в контурные интегралы и найти интегральные представления для решения, наиболее удобные для определения поля в дальней зоне [5, 11]. Введенные Конторовичем М.И. и Лебедевым Н.Н. интегральные преобразования [12] явились одним из эффективных средств для решения граничных задач с конической и биконической геометрией [1, 10, 13, 14]. Применение этих преобразований упрощает алгоритм решения задач и позволяет получить его представление в виде интеграла и ряда. В работе [1] приведены результаты исследования задачи возбуждения биконической линии с границами из радиальных проводников и идеально проводящих поверхностей. Поверхность, состоящая из радиальных проводников и проводящая в строго радиальном направлении, является моделью анизотропно проводящей поверхности, в которой не учитывается число проводников и их размеры. Изменением числа проводников (щелей) и их размерами можно управлять такими характеристиками как диаграммы направленности и поляризация излучения. Модельная задача возбуждения точечным источником конической щелевой антенны рассмотрена в [14], где учитываются число и угловые размеры щелей, и изучено их влияние на структуру поля.

В данной работе приведены результаты исследования задачи возбуждения магнитным радиальным диполем неограниченной биконической поверхности, состоящей из идеально проводящего сплошного конуса и конуса с периодически прорезанными вдоль образующих щелями. Получены представления для потенциала Дебая граничной задачи Неймана, изучены ее спектр, структура рассеянного поля и его поведение вблизи вершины конусов.

1. Постановка задачи и метод решения

Неограниченная биконическая поверхность Σ , состоящая из кругового идеально проводящего сплошного конуса Σ_1 и конуса с периодически продольными N щелями Σ_2 ($\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2$), возбуждается магнитным радиальным диполем (рис. 1). Поле диполя меняется гармонически по закону $e^{-i\omega t}$ (ω – круговая частота). Конусы соосны и имеют общую вершину. Введем сферическую систему координат (r, ϑ, φ) с началом в вершине конусов, в которой сплошной конус Σ_1 задается уравнением $\vartheta = \gamma_1$, а поверхность $\Sigma_2: \vartheta = \gamma_2$ ($\gamma_1 < \gamma_2$). Щели, прорезанные вдоль образующих конуса Σ_2 с периодом $l = 2\pi/N$, имеют ширину d (d и l – величины двугранных углов, которые образованы пересечением плоскостей, проведенных через ось конусов и ребра соседних кони-

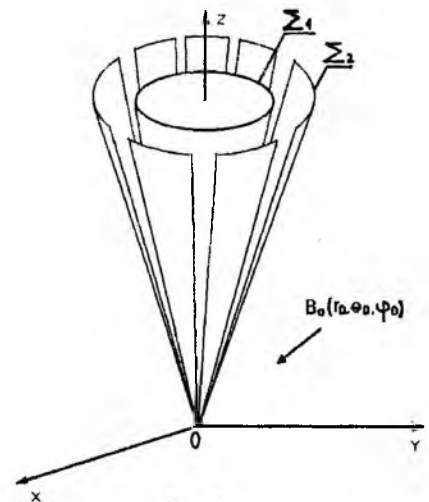


Рис.1

ческих лент). Диполь, расположенный в точке $B_0(r_0, \vartheta_0, \varphi_0)$, имеет момент \vec{e} и направлен на вершину. Электромагнитное поле \vec{E}, \vec{H} в среде с биконусом удовлетворяет системе уравнений Максвелла, граничному условию обращения в нуль тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности биконуса Σ , условию на бесконечности и условию ограниченности энергии. Электродинамическая задача в такой постановке имеет единственное решение. Представим \vec{E} и \vec{H} в виде

$$\vec{E} = \vec{E}^{(nad.)} + \vec{E}^{(pac.)}, \quad \vec{H} = \vec{H}^{(nad.)} + \vec{H}^{(pac.)}, \quad (1)$$

где $\vec{E}^{(nad.)}, \vec{H}^{(nad.)}$ – поле источника; $\vec{E}^{(pac.)}, \vec{H}^{(pac.)}$ – поле, обусловленное присутствием биконической поверхности. Для удобства решения граничной задачи введем магнитный потенциал Дебая ν , через который компоненты поля \vec{E} и \vec{H} выражаются по формулам [15]

$$\vec{E} = i\omega\mu \text{rot}(r\nu), \quad \vec{H} = \text{rotrot}(r\nu).$$

В результате исходная задача сводится к решению второй краевой задачи математической физики для уравнения Гельмгольца относительно потенциала ν , который удовлетворяет:

1) граничному условию Неймана на поверхности Σ

$$\frac{\partial \nu}{\partial n} \Big|_{\Sigma} = 0; \quad (2)$$

2) принципу предельного поглощения;

3) условию

$$\int_{\nu} (\nu^2 + |\text{grad}\nu|^2) \delta\nu < \infty$$

В соответствии со структурой полного поля (1) ν записываем в виде

$$\nu = \nu_0 + \nu_p,$$

где $\nu_0 = \widehat{b} \frac{e^{-q|\vec{r}-\vec{r}_0|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}_0|}$ – потенциал Дебая поля диполя, а ν_p – потенциал для рассеянного поля;

$\widehat{b} = -\frac{w|\vec{e}|}{qr_0}$; $q = -ik$, $k = w\sqrt{\varepsilon\mu}$ – волновое число, $I_m k \geq 0$, $w = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ – волновое сопротивление среды с диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями.

Для нахождения ν_p используем интегральные преобразования Конторовича-Лебедева по радиальной координате

$$\widetilde{f}(\tau) = \int_0^{\infty} f(r) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} dr, \quad (3)$$

$$f(r) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\infty} \text{sh}\pi\tau \widetilde{f}(\tau) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (4)$$

где $K_{\zeta}(z)$ – функция Макдональда. Требования, налагаемые на функции $\widetilde{f}(\tau)$ и $f(r)$, вытекают из условий существования интегралов в (3) и (4), сформулированных в [12, 16]. Учитывая представление для ν_0 [1]

$$\begin{aligned} \nu_0 &= \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\infty} \text{sh}\pi\tau \widetilde{\nu}_0 \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \\ \widetilde{\nu}_0 &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_{m\tau} F_{m\tau}(\vartheta, \vartheta_0) e^{im\varphi}, \\ a_{m\tau} &= \frac{1}{4} (-1)^m \widehat{b} \frac{e^{-im\varphi_0}}{\text{ch}\pi\tau} \frac{\Gamma(1/2 - m + i\tau) K_{i\tau}(qr_0)}{\Gamma(1/2 + m + i\tau) \sqrt{r_0}}, \end{aligned}$$

$$F_{m\tau}(\vartheta, \vartheta_0) = \begin{cases} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \vartheta) P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \vartheta_0), & \vartheta < \vartheta_0, \\ P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \vartheta) P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \vartheta_0), & \vartheta_0 < \vartheta, \end{cases}$$

будем искать U_p в виде интеграла Контровича-Лебедева (4)

$$U_p = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau \tilde{U}_p \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (5)$$

$$\tilde{U}_p = - \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_{m\tau} U_{m\tau}(\vartheta, \varphi) P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \vartheta_0) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma_2),$$

$$U_{m\tau} = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [\beta_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \vartheta) + \xi_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \vartheta)] e^{i(m+nN)\varphi}, & \gamma_1 < \vartheta < \gamma_2, \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \eta_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \vartheta) e^{i(m+nN)\varphi}, & \gamma_2 < \vartheta < \pi, \end{cases}$$

где $\Gamma(z)$ – гамма-функция; $P_{\nu}^m(\cos \vartheta)$ – присоединенная функция Лежандра первого рода; $\beta_{mn}, \xi_{mn}, \eta_{mn}$ – искомые коэффициенты. Источник расположен вне конуса Σ_2 ($\gamma_2 < \vartheta_0$). Для установления связи между коэффициентами и получения функциональных соотношений для их определения воспользуемся условиями сопряжений в щелях и граничными условиями на сплошном конусе Σ_1 и лентах конуса Σ_2 . В результате приходим к следующей системе функциональных уравнений относительно неизвестных коэффициентов $y_n^{(m_0)}$, через которые выражаются искомые коэффициенты:

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} y_n^{(m_0)} e^{inN\varphi} = 0, \quad \pi d/l < |N\varphi| \leq \pi, \quad (6)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{N(n+\nu)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_n) y_n^{(m_0)} e^{inN\varphi} = - \frac{1}{N(m_0 + \nu)} g_{\tau}^{(m_0)} e^{im_0N\varphi}, \quad |N\varphi| < \pi d/l, \quad (7)$$

$$g_{\tau}^{(n)} = \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_n) (1 - C_{\tau}^{(n+\nu)N}),$$

$$C_{\tau}^M = \frac{\frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^M(\cos \gamma_1) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^M(-\cos \gamma_2)}{\frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^M(-\cos \gamma_1) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^M(\cos \gamma_2)},$$

$$\beta_{mn} = \frac{y_n^{(m_0)}}{(1 - C_{\tau}^{(n+\nu)N}) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_2)} + \frac{\delta_n^{m_0}}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_2)}, \quad (8)$$

$$\xi_{mn} = - \frac{y_n^{(m_0)} C_{\tau}^{(n+\nu)N}}{(1 - C_{\tau}^{(n+\nu)N}) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_2)}, \quad (9)$$

$$\eta_{mn} = - \frac{y_n^{(m_0)} + \delta_n^{m_0}}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_2)}, \quad \delta_n^{m_0} = 1, n = m_0, \delta_n^{m_0} = 0, n \neq m_0, \quad (10)$$

$$\frac{1}{N(n+\nu)} \frac{|n|}{n} (1-\varepsilon_n) = \frac{(-1)^{(n+\nu)N+1} ch\pi\tau}{\pi \sin^2 \gamma_2} \frac{\Gamma(1/2+i\tau+(n+\nu)N)}{\Gamma(1/2+i\tau-(n+\nu)N)} \times$$

$$\times \frac{1}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_2)} \frac{1}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_2)} \frac{1}{1-C_\tau^{(n+\nu)N}}, \quad (11)$$

$$\frac{m}{N} = m_0 + \nu, m_0 - \text{ближайшее целое число к } \frac{m}{N}, -1/2 \leq \nu < 1/2.$$

Для коэффициентов ε_n (11) имеет место оценка при $(n+\nu)N \gg 1$

$$\varepsilon_n = O\left(\frac{1}{(n+\nu)N^2}\right). \quad (12)$$

Проведем процедуру регуляризации уравнений (6), (7), разбивая оператор левой части (11) системы на главную и вполне непрерывную части и обращая главную с помощью метода задачи Римана-Гильберта [17, 13, 14]. После замены уравнения (7) уравнением, которое получается из него дифференцированием, и добавления дополнительного условия при $\varphi = 0$ приходим к системе парных функциональных уравнений:

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} y_n^{(m_0)} e^{in\psi} = 0, \quad \alpha < |\psi| \leq \pi, \quad (13)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{|n|}{n} y_n^{(m_0)} e^{in\psi} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} h_n e^{in\psi}, \quad |\psi| < \alpha, \quad (14)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{N(n+\nu)} \frac{|n|}{n} (1-\varepsilon_n) y_n^{(m_0)} = -\frac{1}{N(m_0+\nu)} g_\tau^{(m_0)}, \quad (15)$$

где $h_n^{(m_0)} = \frac{|n|}{n} \varepsilon_n y_n^{(m_0)} - g_\tau^{(n)} \delta_n^{m_0}$; $\alpha = \pi d/l$.

Используя метод задачи Римана-Гильберта [17, 13, 14], сведем (13-15) к системе линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа (СЛАУ-2) относительно коэффициентов $y_n^{(m_0)}$:

$$y_n^{m_0} = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} b_{np} y_p^{(m_0)} - g_\tau^{(m_0)} V_{n-1}^{m_0-1}(u), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (16)$$

$$b_{np} = \frac{|p|}{p} \varepsilon_p V_{n-1}^{m_0-1}(u) + \delta_p^0 P_n(u), u = \cos \alpha,$$

$$V_{n-1}^{m_0-1}(u) = \frac{n}{2(n-p)} [P_{n-1}(u)P_p(u) - P_n(u)P_{p-1}(u)], n \neq p, \quad (17)$$

$$V_{n-1}^{-1}(u) = \frac{1}{2} [P_{n-1}(u) - P_n(u)]. \quad (18)$$

Матричные коэффициенты СЛАУ-2 не зависят от волнового числа k , что удобно для построения диаграмм направленности и определения поля вблизи вершины биконической поверхности.

Для любых параметров задачи решение СЛАУ-2 может быть получено численно методом усечения. При этом, в силу фредгольмовости системы, ошибка приближения решения усеченной системы к истинному решению (16) тем меньше, чем больше порядок усечения СЛАУ-2. В случае полупрозрачного конуса Σ_2 матричный оператор СЛАУ-2 является сжимающим (его норма меньше единицы), что позволяет найти решение (16) также методом последовательных приближений и построить аналитическое решение исходной электродинамической задачи в этом предельном случае.

2. Аналитическое решение

Воспользовавшись дополнительным условием (15), находим соотношение для $y_n^{m_0}$ вида:

$$M_\nu(-u)y_0^{m_0} = N\nu \sum_{p=-\infty}^{+\infty} h_p^{m_0} V^p(u), \quad (19)$$

$$V^p(u) = \frac{1}{p+\nu} \{P_p(u) + M_\nu(-u)V_{p-1}^{-1}(u)\}, \quad M_\nu(u) = \frac{2P_{\nu-1}(u)}{P_\nu(u) + P_{\nu-1}(u)}.$$

Основой для построения аналитического решения поставленной краевой задачи в случае полупрозрачного конуса является первое приближение, полученное методом последовательных приближений из (16) и (19):

$$y_n^{m_0} = \frac{1}{1 - \frac{|n|}{n} \varepsilon_n V_{n-1}^{-1}(u)} \left\{ g_{ir}^{(m_0)} [V_{n-1}^{m_0-1}(u) + \theta_n^{m_0}(u)] + y_0^{m_0} [P_{n-1}(u) + \varepsilon_0 V_{n-1}^{-1}(u) + \theta_n(u)] \right\}, n \neq 0,$$

$$y_0^{m_0} = \frac{-g_{ir}^{(m_0)} \nu V^{m_0}(u) + -g_{ir}^{(m_0)} \nu \sum_{p \neq 0} R_n(u) [V_{p-1}^{m_0-1}(u) + \theta_p^{m_0}]}{M_\nu(-u) - \varepsilon_0 - \nu \sum_{p \neq 0} R_n(u) [P_p(u) + \varepsilon_0 V_{p-1}^{-1}(u) + \theta_p(u)]},$$

$$\theta_n^{m_0}(u) = \sum_{j \neq 0, j \neq n} \frac{\frac{|j|}{j} \varepsilon_j}{1 - \frac{|j|}{j} \varepsilon_j V_{j-1}^{j-1}(u)} V_{j-1}^{m_0-1}(u) V_{n-1}^{j-1}(u), n \neq 0,$$

$$\theta_n(u) = \sum_{j \neq 0, j \neq n} \frac{\frac{|j|}{j} \varepsilon_j}{1 - \frac{|j|}{j} \varepsilon_j V_{j-1}^{j-1}(u)} [P_j(u) + \varepsilon_0 V_{j-1}^{-1}(u)] V_{n-1}^{j-1}(u), n \neq 0,$$

$$R_p(u) = \frac{\frac{|p|}{p} \varepsilon_p}{1 - \frac{|p|}{p} \varepsilon_p V_{p-1}^{p-1}(u)}.$$

Рассмотрим биконус, состоящий из сплошного конуса и полупрозрачного конуса Σ_2 , который определяется существованием предела

$$W = \lim_{\substack{N \rightarrow +\infty \\ d/l \rightarrow 0}} \left[-\frac{1}{N} \ln \frac{d}{l} \right].$$

В этом случае $m_0 = 0$, $m = N\nu$ и

$$y_n^{(0)} = -\frac{1}{m} \frac{g_{ir}^{(m)}}{\Phi_{ir}^{(m)} + 2W}, \forall n \in Z,$$

$$v_p = -\frac{2}{\pi^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau a_{m\tau} \frac{K_{ir}(qr) \Phi_{ir}^{(m)} C_{ir}^m + 2W}{\sqrt{r} \Phi_{ir}^{(m)} + 2W} B_{ir}^m P_{-1/2+ir}^m(-\cos \vartheta) d\tau, \gamma_2 < \vartheta < \pi, \quad (20)$$

где $\Phi_{ir}^{(m)} = \frac{1}{m} (1 - \varepsilon_0)$, $B_{ir}^m = \frac{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+ir}^m(\cos \gamma_2)}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+ir}^m(-\cos \gamma_2)} P_{-1/2+ir}^m(-\cos \vartheta_0)$.

Аналогичное представление имеет место и для $\gamma_1 < \vartheta < \gamma_2$. Формальный переход в правой части (20) к пределу при $\gamma_1 \rightarrow 0$ (исчезновение сплошного конуса) приводит к представлению для U_p в случае возбуждения одиночного конуса Σ_2 с продольными щелями [18]. При $W \rightarrow 0$ (исчезновение полупрозрачного конуса Σ_2) в результате предельного перехода из (20) получаем выражение для U_p в случае возбуждения сплошного конуса Σ_1 [19].

Рассмотрим случай, когда источник находится вне и на оси конуса Σ_2 ($\varphi_0 = 0, \vartheta_0 = \pi, \nu = 0$). Тогда выражение для U_p (20) преобразуется к виду

$$U_p = -\frac{1}{2\pi^3} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau a_{m\tau} \frac{K_{i\tau}(qr) K_{i\tau}(qr_0) \Phi_{i\tau}^{(m)} C_{i\tau}^m + 2W}{\sqrt{r} \sqrt{r_0} \Phi_{i\tau}^{(m)} + 2W} B_{i\tau}^m P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \vartheta) d\tau,$$

$$U_p = -\frac{1}{2\pi^3} \frac{\widehat{b}}{\sin^2 \gamma_2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau \frac{K_{i\tau}(qr) K_{i\tau}(qr_0)}{\sqrt{r} \sqrt{r_0}} \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_1) T_{i\tau} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \vartheta) d\tau -$$

$$-\frac{\widehat{b}W}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{th} \pi \tau \frac{K_{i\tau}(qr) K_{i\tau}(qr_0) \Delta_{i\tau}}{\sqrt{r} \sqrt{r_0} T_{i\tau}} \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_2) P_{-1/2+i\tau}(-\cos \vartheta) d\tau, \quad \gamma_2 < \vartheta < \pi, \quad (21)$$

где

$$\Delta_{i\tau} = \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_1) - \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_2) - \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_1) - \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_2);$$

$$T_{i\tau} = \frac{ch\pi\tau}{\pi \sin^2 \gamma_2} \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_1) + 2W \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_2) \Delta_{i\tau}.$$

После введения новой переменной интегрирования $\zeta = i\tau$ в интегралах (21) (переход к интегрированию по мнимой оси) и использования основной теоремы о вычетах можно получить представления для U_p в виде ряда по полюсам подынтегральной функции [20]. Этот ряд быстро сходится в случаях, когда или точка наблюдения ($qr \ll 1$) или источник ($qr_0 \ll 1$) находятся вблизи общей вершины конусов (начала координат). Для нахождения поля в дальней зоне ($qr \gg 1$) целесообразно воспользоваться интегральным представлением (21) из-за медленной сходимости ряда в этой области.

Исследуем спектр граничной задачи, который определяется корнями уравнения $T_\zeta = 0$, в зависимости от параметра заполнения W в следующих случаях:

- 1) $W \ll 1$,
- 2) $W \sin^2 \gamma_2 \gg 1$.

1) В этом случае спектр определяется корнями уравнения с малой правой частью

$$\frac{1}{\pi \sin^2 \gamma_2} \frac{P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_1)}{P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_2)} \frac{\cos \pi \zeta}{(\zeta^2 - 1/4)^2 \widehat{\nabla}_\zeta} = 2W, \quad (22)$$

где $\widehat{\nabla}_\zeta = P_{-1/2+\zeta}^{-1}(\cos \gamma_1) P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_2) - P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_1) P_{-1/2+\zeta}^{-1}(\cos \gamma_2)$.

Корни уравнения (12) находятся вблизи нулей функции $P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_1)$ и имеют вид

$$\nu_p^* = \beta_p^* + 2\pi W \sin^2 \gamma_2 \left. \frac{(\zeta^2 - 1/4)^2 \widehat{\nabla}_\zeta P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_2)}{\cos \pi \zeta \frac{d}{d\zeta} P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_1)} \right|_{\zeta=\beta_p^*} + O(W^2), \quad p = 1, 2, 3, \dots \quad (23)$$

$$P_{-1/2+\beta_p^*}^{-1}(-\cos \gamma_1) = 0.$$

Формально переходя к пределу в (23) при $W \rightarrow 0$, получаем спектр граничной задачи для сплошного конуса Σ_1 [19].

2) Спектр граничной задачи состоит из значений

$$\mu_p^* = \xi_p^* + \frac{1}{2W \sin^2 \gamma_2} \frac{\cos \pi \zeta}{(\zeta^2 - 1/4)^2} \frac{P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_1)}{d \widehat{\nabla}_\zeta P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_2)} \Big|_{\zeta=\xi_p^*} + O(W^{-2}), \quad (24)$$

$$\tilde{\mu}_j = \alpha_j^* + \frac{1}{2W \sin^2 \gamma_2} \frac{\cos \pi \zeta}{(\zeta^2 - 1/4)^2} \widehat{\nabla}_\zeta \frac{P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_1)}{d P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_2)} \Big|_{\zeta=\alpha_j^*} + O(W^{-2}), \quad (25)$$

$$\mu_0 = \frac{1}{2} + \frac{1}{8W \cos^4(\gamma_2/2)} \frac{1}{[tg^2(\gamma_2/2) - tg^2(\gamma_1/2)]} O(W^{-2}), \quad (26)$$

которые являются корнями уравнения с малой правой частью

$$\pi \frac{P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_2)}{P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_1)} \frac{(\zeta^2 - 1/4)^2 \widehat{\nabla}_\zeta}{\cos \pi \zeta} = \frac{1}{2W \sin^2 \gamma_2},$$

где $\frac{\widehat{\nabla}_\zeta}{\cos \pi \zeta} \Big|_{\zeta=\xi_p^*} = 0$, $P_{-1/2+\zeta}^{-1}(-\cos \gamma_2) \Big|_{\zeta=\alpha_j^*} = 0$.

Значения μ_p^* , $\tilde{\mu}_j$, μ_0 представляют возмущенные спектры сплошного биконуса и сплошного одиночного конуса соответственно [1,19]. Из (24-26) следует, что спектр граничной задачи для такого типа биконической поверхности зависит от углов раствора конусов, а также параметра заполнения W . Это одна из отличительных особенностей граничных задач для неограниченных структур с характерными угловыми параметрами [1,18,19]. Представление U_p в виде ряда – это разложение U_p в ряд по вычетам в корнях μ_p^* , $\tilde{\mu}_j$, μ_0 , наименьший из которых (μ_0) соответствует волне наимизшего типа. Аналогичное разложение потенциала Дебая рассеянного поля в ряд по вычетам в корнях ξ_p^* , α_p^* , $1/2$ имеет место и в случае сплошных идеально проводящих конусов и биконусов. Однако слабое, соответствующее значению $\zeta = 1/2$, вклад в поле не вносит (компоненты поля равны нулю) и интереса не представляет. При возбуждении одиночного полупрозрачного конуса Σ_2 или биконуса Σ , одно из плеч которого есть полупрозрачный конус с параметром заполнения $W(W \sin^2 \gamma_2 \gg 1)$, поле волны, отвечающее значению μ_0 , уже вносит ненулевой вклад в рассеянное поверхностью поле [18]. О возможности существования такой волны в структуре поля в случае радиально проводящих конусов и биконусов указывается в [1]. Рассматриваемая полупрозрачная коническая поверхность Σ_2 (в определенном смысле) является проводящей в радиальном направлении и может считаться радиально проводящей. Волна наимизшего типа определяет поведение поля вблизи вершины конуса ($qr \ll 1$). Вблизи вершины сплошного одиночного конуса поле особенности не имеет (убывает по мере приближения к острию). Наличие неоднородностей на поверхности конуса влияет на поведение поля у его вершины. Так вблизи вершины одиночного полупрозрачного конуса $\Sigma_2(W \sin^2 \gamma_2 \gg 1)$ магнитное поле имеет особенность порядка $(qr)^{-3/2+\xi}$ [18], где $\xi = \frac{1}{2} + \frac{1}{2W \sin^2 \gamma_2} + O(W^{-2})$, а электрическое убывает при приближении к вершине. Значению ξ соответствует волна наимизшего типа в структуре рассеянного поля одиночным полупрозрачным конусом Σ_2 . Присутствие сплошного конического экрана Σ_1 внутри полупрозрачного конуса влияет на спектр и структуру рассеянного поля. Магнитное поле вблизи вершины биконуса Σ имеет особенность порядка $(qr)^{-3/2+\mu_0}$. Сравнивая значения μ_0 и ξ и принимая во внимание неравенство

$$\frac{1}{\sin^2 \gamma_2} < \frac{1}{4 \cos^4(\gamma_2/2) [tg^2(\gamma_2/2) - tg^2(\gamma_1/2)]}, \gamma_1 < \gamma_2 < \pi,$$

зключаем, что наличие сплошного экрана Σ_1 ослабляет особенность у вершины полупрозрачного конуса.

В работе предложен подход для решения задачи возбуждения магнитным радиальным диполем биконической поверхности, состоящей из сплошного конуса и конуса с продольными щелями. В результате использования этого подхода граничная электродинамическая задача свелась к решению СЛАУ-2 относительно коэффициентов Фурье компонент поля. В одном из предельных случаев конуса со щелями (полупрозрачного конуса) получено аналитическое решение граничной задачи и исследованы ее спектр, структура рассеянного поля и его поведение у вершины биконуса.

Список литературы: 1. Гошин Г.Г. Граничные задачи электродинамики в конических областях. Томск: Изд-во Том.ун-та. 1987. 128с. 2. Sammadar S.N., Mokole E.L. biconical antennas with unequal cone angles//IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.46, No.2, 1998. P.181-192. 3. Papas C.H., King R.W.P. Input impedance of wide-angle conical antennas fed by a coaxial line//Proc. IRE, vol.37. 1949. P.1269-1271. 4. Щелкунов., Фриис Г. Антенны: Пер. с англ. М: Сов.радио. 1955. 605с. 5. Фрадин А.З. Антенны сверхвысоких частот, М: Сов.радио, 1957. 647с. 6. Wait J.K. Electromagnetic radiation from conical structures, in Antenna Theory, part 1/Edited by Collin R.E., Zucker F.J. Mc Craw-Hill. New York. 1969. P.483-499. 7. Grime D.M. Biconical receiving antenna//J.Math.Phys., vol.23.1982. P.897-914. 8. Smith C.E., Butler C.M., Umashankar K.R. Characteristics of a wire biconical antenna//Microwave J., vol.22, №9.1979. P.37-40. 9. Antenna assembly. Cheer A.Ph. The plessey Co.plc. Заявка 2170958. Великобритания. МКИ Н01 Q 1/08, НКИ НИQ. 10. Колодій Б.І., Куриляк Д.Б. Осесиметричні задачі дифракції електромагнітних хвиль на конічних поверхнях. Київ: Наук. думка. 1995. 166с. 11. Горяинов А.С. Дифракция плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси конуса// Радиотехника и электроника. Т.6, №1. 1961. С.47-57. 12. Конторович М.И., Лебедев Н.Н. Об одном методе решения некоторых задач теории дифракции родственных ей проблем// ЖЭТФ. Т.8. 1938. Вып.10-11. С.1192-1206. 13. Сологуб В.Г., Харчевникова Т.И. Дифракция сферических волн на конической поверхности специального вида//Радиотехника. Харьков: Изд-во Харьк. ун-та. 1972. Вып.20. С.52-58. 14. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Рассеяние поля электрического диполя на конической структуре с продольными щелями//Радиотехника и электроника. 2000. Т.45, №7. С.792-798. 15. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М.:Высш. шк., 1991. 224с. 16. Лебедев Н.Н. Специальные функции и их приложения М.-Л.:ФИЗМАТГИЗ, 1963. 358с. 17. Шестопалов В.П. Метод задачи Римана-Гильберта в теории дифракции и распространении электромагнитных волн. Харьков: Изд-во Харьк. ун-та. 1971. 400с. 18. Дорошенко В.А. Возбуждение магнитным радиальным диполем конуса с продольными щелями//Радиотехника. Харьков: Основа, 1992. Вип.97.С.54-61. 19. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. М.: Мир, 1978. Т.2. 558с. 20. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Рассеяние волн незамкнутым круговым конусом с граничным условием Дирихле//Докл. Рос. Акад. наук. 2000. Т.375, №5. С.611.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 5.07.2001

МНОГОКРИТЕРИАЛЬНАЯ ЗАДАЧА ОБНАРУЖЕНИЯ НЕИЗВЕСТНЫХ СЛУЧАЙНЫХ СИГНАЛОВ СПЕКТРАЛЬНЫМ МЕТОДОМ

Введение

При решении ряда прикладных задач в технической и медицинской диагностике, геофизике, радиолокации, радиоконтроле возникает необходимость обнаружения случайных сигналов в условиях нетипичной априорной неопределенности, когда отсутствуют априорные сведения о вероятностных свойствах обнаруживаемых сигналов [1-8]. Сложность задачи "неклассических" задач обработки сигналов порождает многообразие применяемых подходов и методов их решения. В ряде случаев такие задачи ставятся и решаются как обнаружение изменения свойств (разладки) случайных процессов [1]. Широко используемыми при обнаружении разладки случайных процессов являются: метод обобщенного отношения правдоподобия, многомерный метод, метод "инструментальных переменных" [1]. Близкие по содержанию задачи проверки бинарных гипотез в условиях, когда априорная информация о них существенно различается, встречается также и в других работах [2-6]. В частности, это задачи классификации аномальных наблюдений [2], обнаружения сигналов с использованием статистики, родственной t -статистике Стьюдента [3], обнаружение заданных случайных сигналов с использованием алгоритма, обеспечивающего заданную вероятность правильного обнаружения при минимизации собственной области сигналов [4], распознавание новых сигналов "методом перчатки" [5] и др. В работах [6-8] рассматриваются задачи обнаружения и распознавания сигналов при неполном априорном описании (в условиях параметрической и повышенной априорной неопределенности), в том числе, с учетом ограниченности ресурсов.

В настоящей работе рассматривается решение многокритериальной задачи обнаружения неизвестных случайных сигналов на фоне помехи в предположении, что статистические свойства помехи до момента появления сигнала известны. При решении задачи использована вероятностная модель в виде ортогональных разложений случайных сигналов [8]. Рассмотрен пример решения задачи обнаружения неизвестных сигналов спектральным методом при многокритериальной оптимизации алгоритмов с учетом совокупности показателей качества обнаружения, быстродействия, а также затрат на проектирование и реализацию обнаружителя.

Постановка задачи

Предположим, что случайный процесс, наблюдаемый на интервале времени $(0, T)$, представляется конечномерным вектором \vec{X} . При переходе от одного интервала наблюдения к следующему может произойти разладка случайного процесса (или могут появиться неизвестные сигналы на фоне помехи с заданными статистическими характеристиками). Введём две гипотезы: H^0 – гипотезу о наблюдении сигнала до изменения его свойств; H^1 – гипотезу о наблюдении сигнала с измененными свойствами. Вероятности гипотез соответственно P_0 и P_1 , ($P_0 + P_1 = 1$). Плотность распределения сигнала при справедливости гипотезы H^0 является гауссовской $N(\vec{X} / \vec{\mu}^0, R^0)$ со средним вектором $\vec{\mu}^0$ и корреляционной матрицей R^0 . Задается обучающая выборка $\{\vec{X}_r^0, r = \overline{1, n_0}\}$, которая получена до изменения свойств сигнала и может быть использована для оценивания $\vec{\mu}^0, R^0$. Плотность распределения сигнала после изменения его свойств неизвестна и отсутствует возможность получения соответствующей выборки сигнала для оценивания его вероятностных свойств.

Требуется получить решения задачи обнаружения изменения свойств сигнала (обнаружения неизвестных сигналов на фоне помехи с заданными статистическими характеристиками) при оптимизации решений по совокупности показателей качества [9]

$$\vec{K} = (k_1(\vec{\alpha}), k_2(\vec{\alpha}), k_3, k_4, k_5), \quad (1)$$

которое учитывает качество обнаружения $k_1(\bar{\alpha}), k_2(\bar{\alpha})$, быстродействие k_3 , а также затраты на реализацию k_4 и проектирование k_5 алгоритмов обнаружения; $\bar{\alpha}$ – оценка вектора неизвестных параметров распределения.

Поставленная задача решается в два этапа [9]. Сначала находится решение (алгоритм обнаружения) по сокращенной совокупности показателей $k_1(\bar{\alpha}), k_2(\bar{\alpha})$, которые определяются соответственно вероятностью ложной тревоги и объемом критической области отвержения гипотезы H^1 . Далее на основе полученного решения формируется некоторое множество допустимых, полностью описанных алгоритмов обнаружения, среди которых выделяется множество слабо оптимальных по Парето (оптимальных по Слейтеру) алгоритмов с учетом полной совокупности показателей (1). При формировании множества допустимых алгоритмов учитывается, что сигналы описываются вероятностной моделью в виде ортогональных разложений случайных сигналов [8].

Алгоритмы обнаружения неизвестных сигналов

Оптимизация по сокращенной совокупности показателей качества

$$\bar{K}^1 = (k_1(\bar{\alpha}), k_2(\bar{\alpha})) \quad (2)$$

сводится к решению вариационной задачи обеспечения минимального значения показателя ложной тревоги $k_1(\bar{\alpha})$ при фиксированном объеме критической области отвержения гипотезы H^1 , характеризуемом показателем $k_2(\bar{\alpha})$. Получаемый при этом алгоритм обнаружения неизвестных сигналов в общем виде определяется следующим решающим правилом [8]:

$$H^1: P_0 N(\bar{X} / \bar{\mu}^0, R^0) < \lambda; H^0: P_0 N(\bar{X} / \mu^0, R^0) \geq \lambda. \quad (3)$$

Здесь λ – порог, определяемый при решении указанной вариационной задачи из условия обеспечения заданного значения вероятности ложной тревоги.

С учетом выражения для гауссовского распределения вектора \bar{X} принятие решений с помощью решающего правила (3) сводится к сравнению малахановского расстояния с порогом [8]:

$$H^1: (\bar{X} - \bar{\mu}^0)^T (R^0)^{-1} (\bar{X} - \bar{\mu}^0) > \Delta^0; H^0: (\bar{X} - \bar{\mu}^0)^T (R^0)^{-1} (\bar{X} - \bar{\mu}^0) \leq \Delta^0. \quad (4)$$

Здесь $\bar{\mu}^0, R^0, \Delta^0$ – оценки среднего вектора, корреляционной матрицы и порогового значения, полученные по обучающей выборке помехи, на фоне которой появляются неизвестные сигналы.

На основе полученного решающего правила формируется некоторое множество допустимых алгоритмов обнаружения в рамках описания сигналов вероятностной моделью в виде ортогональных разложений за счет использования различных базисов. В частности, решающее правило типа (4) может быть получено в координатной области, когда вектор \bar{X} представляется вектором коэффициентов разложений в некотором ортонормированном базисе:

$$H^1: (\bar{b} - \bar{\mu}^0_{\bar{b}})^T (R^0_{\bar{b}})^{-1} (\bar{b} - \bar{\mu}^0_{\bar{b}}) > \Delta^0_{\bar{b}}; H^0: (\bar{b} - \bar{\mu}^0_{\bar{b}})^T (R^0_{\bar{b}})^{-1} (\bar{b} - \bar{\mu}^0_{\bar{b}}) \leq \Delta^0_{\bar{b}}; \quad (5)$$

где $\bar{b}, \bar{\mu}^0_{\bar{b}}, R^0_{\bar{b}}$ – отображение соответственно $\bar{X}, \bar{\mu}^0, R^0$ в координатную область.

Выбирая базис Карунена-Лоэва, получаем (5) в виде

$$H^1: \sum_{j=1}^N \frac{(c_j - \mu^0_{jc})^2}{(\sigma^0_{jc})^2} > \Delta^0_c; H^0: \sum_{j=1}^N \frac{(c_j - \mu^0_{jc})^2}{(\sigma^0_{jc})^2} \leq \Delta^0_c, \quad (6)$$

где $(\sigma^0_{jc})^2 = \lambda_j$ – собственные числа выборочной корреляционной матрицы сигнала R^0 ; \bar{c} – представление реализаций сигнала \bar{X} размерностью L в базисе Карунена-Лоэва с размерностью $N < L$.

При обеспечении соответствующей нормировок, приводящих к равенству дисперсий в координатном представлении, может быть использовано более простое решающее правило

$$H^1 : \sum_{j=1}^N (c_j - \mu_{jc}^0)^2 > \Delta_c^0; \quad H^0 : \sum_{j=1}^N (c_j - \mu_{jc}^0)^2 \leq \Delta_c^0. \quad (7)$$

Если решение принимается по выборке \bar{X}_v объемом v реализаций, решающее правило (6) принимает вид:

$$H^1 : \sum_{r=1}^v \sum_{j=1}^N \frac{(c_j - \mu_{jc}^0)^2}{(\sigma_{jc}^0)^2} > \Delta_{cv}^0; \quad H^0 : \sum_{r=1}^v \sum_{j=1}^N \frac{(c_j - \mu_{jc}^0)^2}{(\sigma_{jc}^0)^2} \leq \Delta_{cv}^0. \quad (8)$$

Выбирая информативные признаки сигналов в виде совокупности координат энергетических спектров сигналов в некотором ортонормированном базисе [8], аналогично (8) получаем решающее правило, основанное на сравнении евклидовых расстояний текущих спектров энергетического спектра до эталонов:

$$H^1 : \sum_{j=1}^N (G_j - G_{jc}^0)^2 > \Delta_G^0; \quad H^0 : \sum_{j=1}^N (G_j - G_{jc}^0)^2 \leq \Delta_G^0. \quad (9)$$

Здесь $G_j^0 = \frac{1}{n_0} \sum_{r=1}^{n_0} (c_{jr}^0 - \mu_{jc}^0)^2$, $j = \overline{1, N}$ – оценки координат энергетического спектра сигнала

до изменения свойств, найденные по обучающей выборке объема n_0 реализаций;

$G_j = \frac{1}{v} \sum_{r=1}^v (c_{jr} - \mu_{jc}^0)^2$, $j = \overline{1, N}$ – текущая оценка энергетического спектра наблюдаемого сигнала,

найденная по выборке объема $v \ll n_0$.

Приведенные примеры решающих правил определяют некоторые возможные алгоритмы обнаружения неизвестных сигналов из множества допустимых алгоритмов, получаемых в рамках вероятностной модели в виде ортогональных разложений. Необходимое множество допустимых решений получается за счет использования разных базисов.

Методика и практические особенности нахождения множества алгоритмов обнаружения, оптимальных по Слейтеру

Конкретизируем методику решения многокритериальных задач [9] применительно к задаче обнаружения неизвестных сигналов. Предположим, что известна совокупность исходных данных и задано множество допустимых решений Γ задачи обнаружения новых сигналов. Решение поставленной многокритериальной задачи будем искать в m – мерном критериальном пространстве R^m оценок вектора (1), которое при выбранной совокупности показателей качества связано с множеством Γ . В пространстве R^m каждое решение (алгоритм обнаружения) $\gamma \in \Gamma$ представляется вектором показателей качества

$$\bar{K}(\gamma) = (k_1(\gamma), \dots, k_l(\gamma), \dots, k_m(\gamma))^{tr}. \quad (10)$$

В рассматриваемой оптимизационной задаче $m=5$.

Полагается, что на множестве решений Γ введены отношения строго предпочтения, что позволяет выделить подмножество $S_{\bar{K}}(\gamma)$ слабо оптимальных по Парето решений $\gamma^{(o)}$, которые называются также оптимальными по Слейтеру решениями [11]. Для таких решений в критериальном пространстве R^m выполняется векторное неравенство $\bar{K}(\gamma^{(o)}) > \bar{K}(\gamma)$, т.е. $K_l(\gamma^{(o)}) > K_l(\gamma)$, $l = \overline{1, m}$. Кроме того, на множестве Γ могут быть введены отношения нестрогого предпочтения, которые определяет подмножество Парето-оптимальных решений $P_{\bar{K}}(\gamma)$, для которых выполняется неравенство $\bar{K}(\gamma^{(o)}) \geq \bar{K}(\gamma)$, то есть $K_l(\gamma^{(o)}) \geq K_l(\gamma)$, $l = \overline{1, m}$, где хотя бы одно из неравенств строгое. При этом $P_{\bar{K}}(\gamma) \subset S_{\bar{K}}(\gamma)$.

Для решения поставленной в статье оптимизационной задачи обнаружения неизвестных сигналов воспользуемся известными в теории многокритериальной оптимизации утверждениями [11]:

1. Всякое решение, оптимальное по Слейтеру при учёте сокращённой совокупности показателей $\vec{K}_{(m_1)}(\gamma)$ ($m_1 < m$) является оптимальным по Слейтеру при учёте полной совокупности показателей $\vec{K}_{(m)}(\gamma)$.

Из этого утверждения следует, что если при оптимизации на некоторых этапах используется сокращённая совокупность показателей, необходимо выделять множество решений, оптимальных именно по Слейтеру. Это гарантирует оптимальность по Слейтеру полученных решений при учёте полной совокупности показателей.

2. Всякое решение, оптимальное по Парето при сокращённом наборе показателей, является оптимальным по Слейтеру при полном наборе показателей, т.е. $P_{\vec{K}_{(m_1)}(\gamma)} \subset S_{\vec{K}_{(m)}(\gamma)}$, $m_1 < m$.

Учитывая сложность оптимального синтеза алгоритмов обнаружения непосредственно по полной совокупности показателей, вначале вводится вектор показателей сокращённой размерности (2). При этом решается вариационная задача на условный экстремум, которая в терминах многокритериальной оптимизации приводит к алгоритмам обнаружения, оптимальным по Парето с учётом вектора показателей (2). Согласно утверждению 2 полученное решение является оптимальным по Слейтеру относительно полной совокупности показателей (1).

Далее на основе полученного решения с использованием метода последовательных уступок формируется некоторое множество полностью описанных алгоритмов обнаружения, характеризующихся координатными представлениями сигналов в разных базисах и разными решающими правилами. Их примеры приведены выше. Число элементов этого множества определяется из условия удовлетворения заданных ограничений показателя затрат на проектирование. При этом множество полностью описанных алгоритмов обнаружения представляется в критериальном пространстве оценок сокращённого набора показателей качества. В этом пространстве выделяются векторные оценки, оптимальные по Слейтеру.

Рассмотрим некоторые практические особенности задания показателей качества $\vec{K} = (k_1(\bar{\alpha}), k_2(\bar{\alpha}), k_3, k_4, k_5)$. В общем случае показатель k_1 определяется через условную вероятность ложной тревоги $P_{1/0}$, а показатель пропуска изменений свойств сигнала k_2 определяется косвенно через объем критической области известными методами [4,5]. В ряде случаев на этапе исследований может быть получена выборка реализаций сигнала после изменения его свойств, объем которой недостаточен для оценивания плотности распределения сигнала и построения классического правила обнаружения. Однако эту выборку можно использовать для оценивания условной вероятности пропуска $P_{0/1}$ экспериментальными методами, в частности, методом статистического моделирования на ЭВМ. Показатель быстродействия вводится как $k_3 = T_s / T_{s \max}$, где T_s – время наблюдения реализации сигнала, необходимое для принятия решения. При обнаружении изменения свойств сигнала по одной реализации $T_s = T$ (T – длительность одного интервала наблюдения сигнала). В случае обнаружения по выборке из ν реализаций сигналов $T_s = \nu T$. Показатель затрат на реализацию k_4 вводится через объемы вычислений и памяти, которые необходимы для реализации алгоритмов обнаружения средствами вычислительной техники. Поскольку рассматриваемые алгоритмы работают в режимах обучения и обнаружения, показатель вводится с учетом обоих режимов: $k_4 = \sum_{j=1}^4 d_j k_{4j}$, где

k_{4j} , $j = \overline{1,4}$ – частные показатели затрат, которые определяются через требуемые объемы вычислений и памяти, необходимые для реализации алгоритмов соответственно в режимах обучения и обнаружения (полагается, что используются нормированные к максимальным значениям оценки показателей); d_j – весовые коэффициенты, определяющие относительную важность учета частных показателей затрат k_{4j} ($\sum_{j=1}^4 d_j = 1$). Показатель затрат на проектирование k_5 вводится через вычислительные затраты,

необходимые на этапе проектирования, в частности, при формировании и исследованиях на ЭВМ некоторого множества допустимых алгоритмов обнаружения с целью получения оценок совокупности их показателей качества, нахождения подмножества Слейтера, выборе из этого подмножества единственного варианта. Будем полагать, что вводится некоторое ограничение $k_5 < k_{5\max}$.

При необходимости выбора единственного алгоритма из полученного множества алгоритмов обнаружения может быть использован некоторый условный критерий предпочтения, в частности, с введением результирующего показателя [6,7]. Если есть дополнительная априорная информация о важности скалярных показателей качества, можно ввести результирующий показатель, например, в виде $K_r = h_1 k_1 + h_2 k_2 + h_3 k_3 + h_4 k_4$, где $h_1 + h_2 + h_3 + h_4 = 1$. Из условия его минимизация можно выделить из найденного множества алгоритмов, оптимальных по Слейтеру, единственный алгоритм обнаружения изменения свойств сигналов.

Пример решения задачи обнаружения неизвестных сигналов в многокритериальной постановке

Проиллюстрируем основные этапы решения многокритериальной задачи обнаружения неизвестных сигналов с использованием базовой выборки шести видов псевдослучайных сигналов, которая подробно описана в [8]. В рассмотренном примере множество допустимых алгоритмов обнаружения определено решающими правилами (6), (7), (8), которые были построены в ортонормированном базисе Карунена-Лозва, а также правилами (5) и (9), построенными в ортонормированном базисе Хаара. При выборе допустимого множества алгоритмов обнаружения учтены оговоренные ранее ограничения затрат на проектирование.

Для оценки значений показателей качества обнаружения проведено статистическое моделирование указанных алгоритмов обнаружения. Алгоритмы обнаружения неизвестных сигналов реализованы программно на ЭВМ, а оценки показателей качества обнаружения получены методом статистических испытаний. При статистических испытаниях использована базовая выборка шести видов псевдослучайных сигналов $\bar{X}_i, i = \overline{1,6}$. Сигналы получены путем модуляции гармонического сигнала псевдослучайной двоичной последовательностью. При получении каждого вида сигнала использовались разные виды и параметры модуляции. Для всех реализаций сигналов длительностью 40мс получены спектрограммы по 60 спектральных отсчетов, которые введены в ЭВМ. Спектрограммы сигналов рассматривались как реализации случайного вектора \bar{X} с размерностью $L = 60$. Получены выборки по 200 реализаций для каждого сигнала. Огибающие средних спектров $m_l^i, l = \overline{1,60}, i = \overline{1,6}$ для указанных сигналов приведены на рисунке.

Указанные выборки псевдослучайных сигналов использованы при проведении исследований предложенных алгоритмов обнаружения изменений свойств случайных сигналов. В частности, из них сформированы выборки сигнала до и после изменения его свойств.

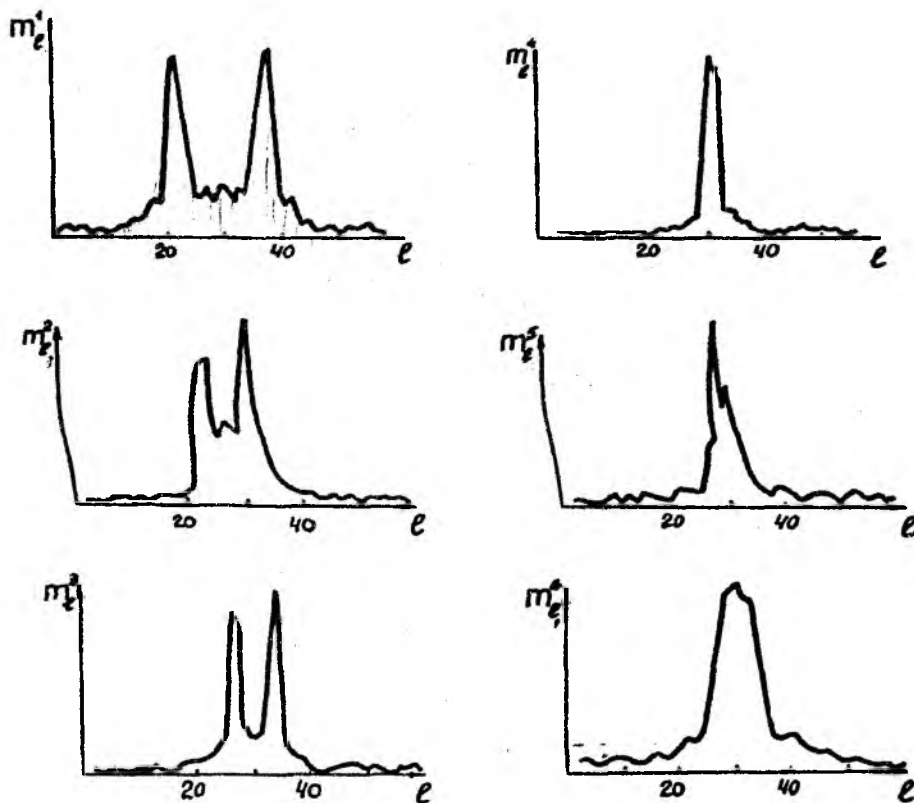


Рис.

Они соответственно обозначены \bar{X}^0, \bar{X}^1 и формировались как различные комбинации реализаций выборки шести псевдослучайных сигналов $\bar{X}_i, i = \overline{1,6}$. Конкретные варианты комбинаций этих сигналов при формировании \bar{X}^0, \bar{X}^1 указаны в примечаниях к табл. 1 и 3.

Таблица 1

Показатель качества обнаружения $P_{(1/0)}$	$v = 4$	$v = 6$	Входные сигналы: \bar{X}^1, \bar{X}^0	
	0,08	0,006		a
	0,03	0,01		b
	0,24	0,16		c

Таблица 2

Тип обнаружителя	Ортонормированный базис, в котором строится решающее правило	Решающее правило определяется соответственно выражением
1	Базис Карунена-Лозва	(7)
2	Базис Карунена-Лозва	(8)
3	Базис Карунена-Лозва	(6)
4	Базис Карунена-Лозва	(8)
5	Базис Хаара	(9)
6	Базис Хаара	(5)

Таблица 3

N	v	Значения $\hat{P}_{(1/0)}$					
		Тип обнаружителя					
		1	2	3	4	5	6
2	4	0,37	0,24	0,26	0,12	0,32	0,29
	6		0,16		0,08		
6	4	0,28	0,15	0,11	0,07	0,18	0,12
	6		0,09		0,04		
10	4	0,23	0,12	0,08	0,03	0,13	0,05
	6		0,06		0,01		

Сформированные выборки сигналов \bar{X}^0, \bar{X}^1 использованы для оценивания показателей качества алгоритмов обнаружения изменений свойств сигналов.

Вначале проведены исследования предложенных алгоритмов обнаружения при различных видах сигнала до и после изменения его свойств. В качестве примера в табл. 1 представлены результаты обнаружения для одного из алгоритмов, который определялся решающим правилом (9), реализованным в базисе Карунена-Лозва. Данные результаты исследований свидетельствуют о достаточной эффективности рассмотренного алгоритма обнаружения изменения свойств сигналов для различных видов \bar{X}^0, \bar{X}^1 .

Примечания: 1. Для обнаружения использовано решающее правило (9), реализованное в базисе Карунена-Лозва при $N=6$. 2. Пороговое значение Δ_G^0 выбрано из условия обеспечения $\hat{P}_{(0/1)}=0,02$. 3. Результаты обнаружения получены при разных видах сигналов \bar{X}^1, \bar{X}^0 , которые определялись разными комбинациями полученной выборки псевдослучайных сигналов:

$$\begin{aligned}
 a - \bar{X}^1 &= (\bar{X}_1 + \bar{X}_2 + \bar{X}_5); & \bar{X}^0 &= (\bar{X}_2 + \bar{X}_5); & b - \bar{X}^1 &= (\bar{X}_2 + \bar{X}_5); & \bar{X}^0 &= (\bar{X}_2 + \bar{X}_3); \\
 c - \bar{X}^1 &= (\bar{X}_2 + \bar{X}_3); & \bar{X}^0 &= (\bar{X}_2).
 \end{aligned}$$

Далее получены результаты обнаружения изменения свойств сигналов при использовании различных алгоритмов обнаружения, входящих в исходное множество алгоритмов. Информация о структуре рассмотренных обнаружителей приведена в табл. 2, а результаты их исследований – в табл. 3.

Примечания: 1. Результаты получены при $\bar{X}^1 = (\bar{X}_{26} + \bar{X}_{36})$; $\bar{X}^0 = (\bar{X}_{26})$. 2. Во всех случаях пороговые значения Δ^0 выбраны из условия обеспечения $P_{(0/1)} = 0,02$.

На основе данных табл. 3 получены значения показателя качества обнаружения, введенного как $k_1 = P_{(1/0)} / P_{(1/0)\max}$ (выбрано $P_{(1/0)\max} = 0,37$). Значения k_1 для исходного множества алгоритмов обнаружения приведены в табл. 4. При этом значения показателя $P_{(0/1)}$ были выбраны одинаковыми для разных структур и параметров обнаружителя.

При оценке показателя k_3 учтено, что вектор спектральных отчетов формировался за время $T = 40$ мс (выбрано $T_{s\max} = 240$ мс). Полученные оценки k_3 приведены в табл. 4.

Показатели затрат на реализацию алгоритмов обнаружения k_4 определены через объемы вычислений и памяти, необходимые для реализации выбранных алгоритмов средствами вычислительной техники. Поскольку для выбранных алгоритмов обнаружения указанные характеристики затрат на этапе обучения различаются незначительно, при определении показателя k_4 учтены реализационные затраты лишь на этапе обнаружения (то есть положено $d_1 = d_2 = 0$). Из анализа алгоритмов обнаружения получены выражения для объемов вычислений и объемов памяти, рассчитаны их конкретные значения при заданных L, N, v . На основе этих данных определены значения показателя k_4 . При расчетах положено $d_3 = d_4 = 0,5$; $k_{3\max} = 22260$ приведенных вычислительных операций сложения; $k_{4\max} = 1047$ машинных слов.

Проведенный анализ значений показателей качества алгоритмов обнаружения позволил представить их в критериальном пространстве оценок вектора $\bar{K}' = (k_1, k_3, k_4)^T$. Полученные оценки для исходного множества алгоритмов приведены в табл. 4.

Таблица 4

Обнаружитель		N	v	k ₁	k ₃	k ₄	S _{\bar{K}'}	P _{\bar{K}'}
Тип	Номер							
1	1	2		1	0,17	0,08	+	-
	2	6		0,76	0,17	0,23	+	-
	3	10		0,62	0,17	0,38	+	-
2	4	2	4	0,65	0,67	0,35	+	-
	5		6	0,43	1,0	0,34	+	-
	6	6	4	0,41	0,67	0,5	+	-
	7		6	0,24	1,0	0,67	+	-
	8		10	4	0,32	0,67	0,76	+
	9	6		0,16	1,0	0,99	+	-
	3	10	2		0,7	0,17	0,08	+
11		6	0,30		0,17	0,24	+	+
12		10	0,22		0,17	0,40	+	+
4	13	2	4	0,32	0,67	0,25	-	-
	14		6	0,22	1,0	0,34	+	+
	15	6	4	0,20	0,67	0,51	+	+
	16		6	0,11	1,0	0,67	+	+
	17		10	4	0,08	0,67	0,77	+
	18	6		0,03	1,0	1,0	+	+
	5	19	2	4	0,86	0,67	0,21	-
20		6		0,59	1,0	0,27	-	-
21		6	4	0,49	0,67	0,37	-	-
22			6	0,32	1,0	0,47	-	-
23		10	4	0,35	0,67	0,54	-	-
24			6	0,19	1,0	0,67	+	-
6	25	2		0,78	0,17	0,1	+	-
	26	6		0,32	0,17	0,25	+	-
	27	10		0,14	0,17	0,42	+	+

С применением отношения строгого предпочтения в сформированном множестве выделено подмножество алгоритмов обнаружения, оптимальных по Слейтеру. В табл. 4 эти алгоритмы помечены знаком "+". Для сравнения здесь же помечены алгоритмы, оптимальные по Парето.

При введении результирующего показателя типа для случая $h_1 = h_2 = h_3 = 1/3$ из полученного подмножества обнаружителей выбран единственный вариант обнаружителя с номером 11, соответствующий $\min K_r$. Для этого обнаружителя при размерности исходного спектрального описания $L=60$ и размерности координатного представления в базисе Карунена-Лоэва с числом координат $N=6$ обеспечивается обнаружение изменения свойств сигналов с вероятностью правильного обнаружения $P_{(1/1)}=0,98$ при вероятности ложной тревоги $P_{(1/0)}=0,11$. Для принятия решения требуется время наблюдения сигнала $T_s = 40$ мс.

Заключение Рассмотрен пример решения многокритериальной задачи обнаружения неизвестных сигналов на фоне помехи, которое доведено до получения множества оптимальных по совокупности показателей качества алгоритмов обнаружения. Структура и параметры алгоритмов обнаружения устанавливаются на этапе обучения с использованием имеющихся выборок помехи. В режиме обнаружения либо может использоваться все полученное множество оптимальных алгоритмов обнаружения для принятия коллективных решений [12,13] или структурной адаптации [14], либо может вводиться результирующий показатель для выбора единственного алгоритма обнаружения. Полученные алгоритмы обнаружения довольно просто реализуются на универсальных либо специализированных ЭВМ, а также с помощью уже существующих СБИС, которые выполняют вычисления евклидовых и махалабисовых расстояний [15].

Список литературы: 1. Обнаружение изменения свойств сигналов и динамических систем / Под ред. М. Басевиль, А. Банвениста. М.: Мир, 1989. 278с. 2. Андерсон Т.В. Введение в многомерный статистический анализ. М.: Мир, 1963. 500с. 3. Теория обнаружения сигналов / Под ред. П.В. Бакута. М.: Радио и связь, 1984. 440с. 4. Сенин А.Г. Распознавание случайных сигналов. Новосибирск: Наука, 1974. 76с. 5. Либенсон М.Н. Нелинейный статистический метод распознавания многих классов // Проблемы случайного поиска. 1978. Вып. 6. С.299-317. 6. Омельченко В.А., Голобородько Ю.Н. Многокритериальная задача многоальтернативного обнаружения сигналов в условиях повышенной априорной неопределенности // Радиотехника. 1989. Вып. 90. С. 28-34. 7. Распознавание неполностью описанных случайных сигналов при наличии класса неизвестных сигналов / Омельченко В.А., Балабанов В.В. и др. // Отбор и обработка информации. Вып. 8. К., 1992. С. 71-80. 8. Омельченко В.А. Основы спектральной теории распознавания сигналов. Харьков: Вища школа, 1983. 159с. 9. Омельченко В.А. Многокритериальные задачи распознавания радиосигналов. 1. Распознавания сигналов в условиях априорной неопределенности // Отбор и обработка информации. Вып. 3. К., 1989. С. 13-16. 10. Фалькович С.Е., Пономарев В.И., Шварко Ю.В. Оптимальный прием пространственно-временных сигналов в радиоканалах с рассеянием. М.: Радио и связь, 1989. 296с. 11. Подиновский В. Д., Ногин В.Д. Парето-оптимальные решения многокритериальных задач. М.: Наука, 1982. 256с. 12. Барабаш Ю.Л. Коллективные статистические решения при распознавании. М.: Сов. Радио, 1983. 224с. 13. Растринин Л.А., Эришштейн Р.Х. Метод коллективного распознавания. М.: Наука, 1981. 80с. 14. Глаз А.Б. Параметрическая и структурная адаптация решающих правил в задачах распознавания. Рига: Наука, 1988. 167с. 15. СБИС для распознавания образов и обработки изображений / Под. ред. К. Фу. М.: Мир, 1988. 248с.

Харьковский национальный университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 15.09.1999

СИНТЕЗ ЯВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ЗОННОГО РЕЗОНАНСА

Теоретический и практический интерес представляют исследования интенсивных резонансных явлений и свойств в параметрических системах в сильных полях накачки. Эти явления и свойства характеризуются большим разнообразием нелинейных процессов, что вызывает значительные трудности при их изучении. При этом наблюдается широкий класс смешанных колебаний [1], нелинейное изменение дисперсионных свойств конденсированных сред [2], параметрические процессы и явления в многоуровневых и многофотонных квантовых приборах [3], стационарная генерация и хаотические колебания в лазерах на динамических решетках [4], невырожденная одночастотная параметрическая генерация в средах со слабой сверхпроводимостью [5].

Однако в этих и других основополагающих работах не рассматривались совместно влияние явления интегральной модуляции энергоемких параметров активных сред (конденсированных веществ, элементов [6]) и механизма параметрического зонного взаимодействия (PZnV) в зонах МХЧ [7]. Математическое описание этой проблемы приводит к системе нелинейных дифференциальных уравнений в частных или обыкновенных производных с переменными коэффициентами [8]. Решение такой системы в элементарных функциях получить невозможно. Это главные трудности при исследовании и понимании явления параметрического зонного резонанса (PZnR).

Целью работы является общее описание синтеза явления параметрического зонного резонанса (параметрическая зонная динамика колебаний в зонах МХЧ).

Основой классической теории параметрического резонанса в параметрической системе (контуре) является глубина модуляции параметра ($m < 1$) и относительная расстройка ($\xi = 1, 2, 3 \dots$, где ξ – номер зоны неустойчивости Матье). Последние (m, ξ) определяют диаграмму устойчивых и неустойчивых зон Матье, т.е. центральную задачу классической теории. Однако, как показали исследования [5-8], при сильных полях накачки уже в первой зоне неустойчивости ($\xi = 1$) глубина модуляции параметра достигает предельного значения ($m = 1$), а в высших зонах неустойчивости не изменяется. Кроме того, расстройка контура, начиная со второй зоны неустойчивости, не является натуральным рядом чисел ($\xi \neq 2, 3, 4 \dots$). Исключением является первая зона неустойчивости. Это не укладывается в классические представления, т.к. глубина модуляции параметра и расстройка контура теряют физический смысл [5-7].

Исходным положением теории явления PZnR является теория нелинейных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами (математическая модель). Эта система описывает физическую параметрическую зонную систему (PZnS), включающую цепь накачки (накачку) и резонансный контур (контур), индуктивно связанные между собой. Пусть напряжение накачки имеет вид $u = U_m \cos \omega t$, где U_m и ω – соответственно амплитуда и частота накачки. Нелинейная зависимость магнитной индукции B от напряженности магнитного поля H аппроксимируется гиперболическим синусом $H = \alpha \operatorname{sh} \beta B$, где α и β – постоянные коэффициенты. После соответствующих преобразований математическая модель приведена к нелинейному уравнению Хилла, в которое явно введена накачка.

Его решение для тока i , параметрически возбуждаемого в контуре, получено в виде [9]:

$$i = I_0 G (\sqrt{\omega(t)})^{-1} \sin [\int \omega(t) dt + \varphi_0], \quad (1)$$

$$G = \exp(-\int \delta(t) dt); \quad \omega^2(t) = \frac{1}{L_\tau C} - \frac{RL'_\tau}{2L_\tau^2} - \frac{R^2}{4L_\tau^2}, \quad (2)$$

$$\delta(t) = -\ln \operatorname{ch}(B_m \sin \omega t) + \frac{R}{2LC} \int \operatorname{ch}(B_m \sin \omega t),$$

$$L_\tau = \frac{L_c}{\operatorname{ch}(B_m \sin \omega t)}; \quad B_m = \frac{\beta U_m}{2\omega S}; \quad L_c = \frac{w^2 S}{\alpha \beta l}, \quad (3)$$

$$L'_\tau = -\frac{L_c B_m \cos \omega t \operatorname{sh}(B_m \sin \omega t)}{\operatorname{ch}^2(B_m \sin \omega t)},$$

где I_0 – начальная амплитуда тока; G – динамический коэффициент усиления; $\omega(t)$ и φ_0 – мгновенная частота и начальная фаза тока I_0 ; $\int \delta(t) dt$ – интегральный коэффициент усиления и гашения колебаний; $\delta(t)$ – характеристическая функция; C и R – емкость конденсатора и потери в контуре; L_τ и L'_τ – динамическая индуктивность и скорость ее изменения.

Предложенное решение (1) справедливо только в течение полупериода $\frac{T_i}{2}$ тока накачки (при симметричной характеристике нелинейности) или периода T_L модуляции индуктивности L_τ . К началу следующего периода T_L начальное значение амплитуды тока I_0 может быть увеличено (усиление) или уменьшено (гашение). Последнее обусловлено выполнением условий параметрического зонного резонанса [9]. Для дальнейшего описания синтеза явления РЗнК введем следующие определения, связанные с зонами МХЧ. Выше было отмечено, что при интенсивной накачке, начиная со второй зоны неустойчивости Матве, наблюдается их смещение, при этом расстройка контура $\xi \neq 2, 3, 4, \dots$. Это связано с нелинейным изменением мгновенной и «средней» частоты ω_n ($\overline{\omega_n}$) параметрических зонных колебаний (РЗнК) с увеличением интенсивности накачки.

Однако установлено, что в смещенных (новых критических частотах накачки ν), теперь уже зонах МХЧ, частота РЗнК ω_n находится в рациональном отношении с частотой ν . Это свойство при-

нято за определение расстройки квазигармоник: $n = \left(\frac{2\omega_n}{\nu} \right)^2 = 1, 2, 3, \dots$ – номер приведенной зоны

МХЧ. Следует отметить, что для первой зоны неустойчивости Матве и МХЧ выполняется условие $\xi = n = 1$. Связь расстройки квазигармоник n и реальных смещенных зон МХЧ определяется пара-

метрической зонной расстройкой $\zeta = \left(\frac{2\omega_n f(B_m)}{n\nu} \right)^2 \neq 2, 3, 4, \dots$, где $f(B_m)$ – нелинейная поправка,

обусловленная интенсивностью накачки. В принципе отсчет зон МХЧ можно начать с любой зоны, приняв ее за начало отсчета.

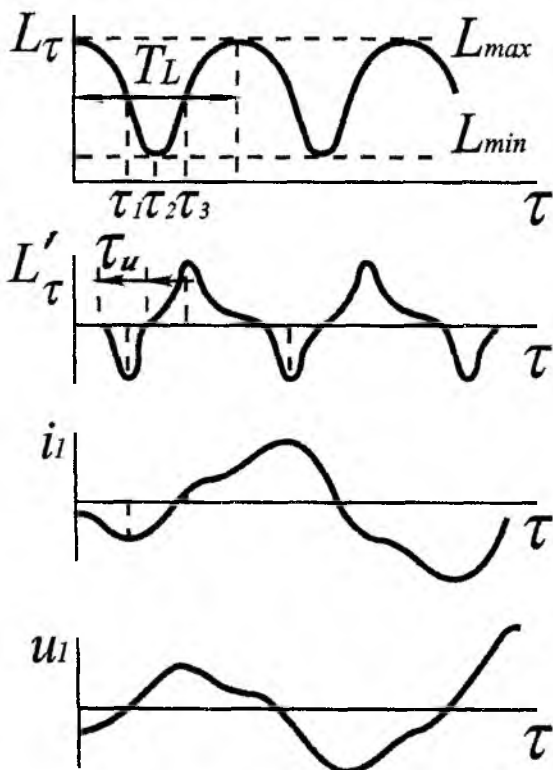


Рис. 1

На рис. 1 для первой зоны МХЧ ($n = \zeta = 1$) приведены рассчитанные по формулам (1)-(3) соответственно: закон изменения L_τ и скорость ее изменения L'_τ , кривые резонансного тока i_1 (при $B_m = 1, 0$) и напряжение на контуре $u_1 = u_c + i_1 R$ ($u_c = \frac{1}{C} \int i_1 d\tau, \tau = \omega t$). Анализ кривых L_τ и L'_τ показывает, что за период T_L (полупериод тока накачки $\frac{T_i}{2} = T_L$) при увеличении накачки уменьшается L_τ и увеличивается L'_τ , последняя принимает колоколообразную форму отрицательного импульса ($L'_\tau < 0$) с длительностью τ_u . При уменьшении накачки ($B_m \rightarrow 0$) L_τ возвращается в исходное состояние ($L_\tau = L_c$, релаксация L_τ), полярность импульса меняет знак – становится положительной ($L'_\tau > 0$).

Так как физическим смыслом (размерность) L'_τ является активное сопротивление, то при $L'_\tau < 0$ в контур вносится отрицательное, а при

$L'_\tau > 0$ – положительное сопротивление. В работе [7] доказана универсальность скорости изменения энергоемкого параметра активной среды (элемента) различной природы, являясь сомножителем произведения фундаментальных разнополярных обменных импульсов (пазонов) соответствующих обобщенных координат (напряжения или тока, силы или скорости), а другим сомножителем которого могут быть обобщенные координаты (импульс – пазон энергии) или произведение соответствующих координат (импульс – пазон мощности). Далее будут использоваться «термины» разнополярный и (или) «обменный» пазон.

Конкретизируем понятие «непрерывно-дискретное вложение и отбор разнополярных пазонов». Пусть (рис.1) в начальный момент времени $\tau = 0$ амплитуда собственных колебаний тока i_1 равна некоторой начальной величине I_0 . При этом динамическая индуктивность L_τ имеет максимальное (исходное) значение L_{\max} , (которая равна статической $L_c = L_\tau = L_{\min}$ при $\tau = 0$), а $L'_\tau = 0$. Напряжение на контуре u_1 соответствует напряжению на емкости конденсатора C . С увеличением времени (первая четверть периода $\frac{T_i}{4}$) увеличивается амплитудное значение B_m и увеличивается вносимое отрицательное сопротивление.

В контур вносится (непрерывно за время τ_u) пазон энергии ($\Delta E_L = i_1^2 L'_\tau$), что способствует непрерывному увеличению амплитуды параметрически возбужденных колебаний в контуре (i_1 и u_1 , рис. 1). Максимальное значение вносимой энергии в контур происходит в момент времени $\tau = \tau_1$ (рис. 1), когда динамическая индуктивность L_τ проходит через первую точку перегиба (критическая точка или точка равновесия), а амплитуда скорости ее изменения имеет отрицательное максимальное значение. В момент времени $\tau_2 = \frac{T_L}{2} = \frac{T_i}{4}$ накачка B_m достигает максимального амплитудного значения, динамическая индуктивность принимает значение L_{\min} , а скорость $L'_\tau = 0$. В этот момент магнитный сердечник некоторое время находится в насыщении и, как выше было отмечено, $m \Rightarrow 1$.

В следующую четверть периода накачки амплитуда B_m уменьшается, L_τ за время τ_u возвращается (происходит релаксация) в исходное состояние ($L_\tau = L_c$). Знак полярности импульса L'_τ изменяется на положительный и начинается непрерывный отбор энергии из контура за время τ_u действия положительного пазона ΔE_L . Это сопровождается непрерывным явлением параметрического гашения возбужденных PZ₁K. Кроме того, теперь к собственным активным потерям контура добавляется (суммируется) положительное сопротивление, обусловленное $L'_\tau > 0$. Максимальный отбор энергии происходит в момент времени τ_3 , когда амплитуда положительного импульса L'_τ достигает максимального значения (вторая точка перегиба за период T_L).

Отбор энергии сопровождается уменьшением амплитуды PZ₁K (формы кривых i_1 и u_1 деформируются, рис. 1). Однако процесс суммарного экспоненциального (действие явления параметрического гашения) затухания PZ₁K в контуре не приводит к их полному затуханию или до первоначального значения при $\tau = 0$. Это обусловлено тем, что заряд на емкости C определяется параметрически возбужденным током i_1 , который к концу периода T_L имеет амплитуду больше, чем в начале периода ($\tau = 0$) за счет вложенного пазона энергии накачки. Поэтому при переходе тока i_1 через нуль, вся магнитная энергия переходит в электрическую энергию, следовательно, заряд на конденсаторе, а, следовательно, и напряжение u_1 будет иметь большую величину к концу периода T_L . Кроме того, направление (фаза) тока i_1 , при прохождении через нуль (момент времени τ_3) определяется фазой напряжения u_1 (рис.1).

Действие второго полупериода тока накачки снова сначала уменьшает, потом увеличивает амплитуду L_τ , что обуславливает соответственно вложение и отбор разнополярных пазонов и снова дополнительное приращение i_1 и u_1 в конце T_L . Следовательно, с каждым полупериодом тока на-

качки амплитуда тока в контуре будет увеличиваться по экспоненциальному закону (1) до его стационарного значения. Как и в классической теории, стационарный режим определяется нелинейностью PZnS, ограниченной конечной мощностью источника накачки и взаимным влиянием активных потерь цепи накачки и контура, приводящие к расстройке контура.

Более сложные и многообразные процессы и явления происходят в высших зонах МХЧ. На рис.2 для девятой зоны ($n = 9$, $B_m = 6$) МХЧ приведены аналитические кривые (1)-(3): один период интегральной модуляции [6] L_τ , ее производная L'_τ и серия затухающих PZnK (i_9 и u_9) за период T_L . Магнитный сердечник находится в режиме насыщения более длительное время: $\theta_c = \tau'_2 - \tau_2$ (рис.2). Поэтому на этом интервале размах изменения L_τ величина постоянная $\Delta L_\tau = L_{\max} - L_{\min} = const$, следовательно, m не имеет физического смысла.

В моменты времени τ_1 и τ_3 наблюдаются соответственно отрицательные и положительные максимумы амплитуд производной L'_τ . Кривая L'_τ принимает форму остrokонечного импульса, его длительность τ_u уменьшается, а амплитуда увеличивается. За период T_L происходит непрерывное вложение за время τ_u обменного пазона в первый полупериод PZ₉K, (рис.2) амплитуды тока i_9 и напряжения u_9 увеличиваются. При этом изменяется полная фаза в сторону увеличения частоты PZnK. За интервал времени θ_c наблюдается затухающий колебательный режим. Огибающая затухающих колебаний зависит только от собственных потерь в контуре.

В момент времени τ'_2 начинает действовать положительный обменный пазон. За время длительности τ_u затухание снова определяется суммарным действием собственных и вносимых потерь ($L'_\tau > 0$). Это приводит к более быстрому затуханию, т.е. аperiodическому режиму. Отбор энергии из контура начинается с девятого полупериода PZ₉K. Снова изменяется полная фаза, которая при этом затягивается и уменьшается частота PZ₉K. Аperiodический процесс нарушается очередным вложением обменного пазона в начале следующего периода T_L . Таким образом, за период T_L интегральной модуляции L_τ в контуре параметрически возбуждается серия затухающих PZ₉K и их параметрическое гашение, приводящее к аperiodическому режиму. Кроме того, наблюдается частотная и фазовая модуляции колебаний и непрерывно-дискретный обмен энергии. Вложение и отбор энергии происходят непрерывно за время τ_u , а непрерывная энергия накачки квантуется – преобразуется в разнополярные обменные пазоны.

Известно, что достоверность теории подтверждается опытом. Поэтому для проверки теоретических результатов и более глубокого понимания механизма PZnV были созданы экспериментальные методы и средства измерения и визуализации параметров физических процессов и явлений в зонах МХЧ [8-13]. Ограничимся анализом только кривых динамической индуктивности L_τ и напряжения u_n на контуре, но при этом увеличим число исследуемых зон МХЧ. Осциллограммы кривых L_τ и u_n ($n = 1, 2, 3, 4, 5$ и 9) в первой (рис. 3), второй (рис. 4), третьей (рис. 5), четвертой (рис. 6), пятой (рис. 7) и девятой (рис. 8) зонах МХЧ синхронизированных по фазе.

Как видно из этих кривых, при последовательном переходе в высшие зоны МХЧ, магнитные сердечники в режиме насыщения находятся более длительное время (увеличивается интервал θ_c) за период T_L . Форма кривой L_τ приближается к прямоугольной, при этом $\Delta L = L_{\max} - L_{\min} = const$ ($m \Rightarrow 1$). Уменьшается площадь, ограниченная L_τ и осью времени и называемая интегральной индуктивностью $L_u = \int_0^{T_L} L_\tau dt$. Понятие L_u положено в основу критерия оценки глубины явления интегральной модуляции динамической индуктивности $m_u = 1 - \frac{L_u}{L_c T_L}$ [6], который применим и при $m < 1$, а когда $m \Rightarrow 1$ ($n \geq 2$) теряет физический смысл глубина модуляции m . Кроме того, в отличие от расчетных кривых L_τ (рис.1 и 2), на экспериментальных осциллограммах L_τ заметно взаим-

ное влияние тока резонансного контура на ток цепи накачки. Это заметно по изменению формы L_τ (рис.3-8) в виде дополнительной модуляции в интервале θ_c . В зоне неустойчивости $n = 1$ это отражается на форме вершины L_τ и на виде деформации напряжения u_1 (рис. 1 и 3).

Анализ кривых PZnK (напряжений u_1, \dots, u_5, u_9) показывает, что в первой зоне МХЧ возможны гармонические колебания, т.к. энергия вносится в каждый полупериод i_1 , а максимальный отбор энергии обычно совпадает с моментом времени, когда ток $i_1 = 0$. Начиная со второй зоны ($n \geq 2$), МХЧ, нелинейно изменяется форма PZnK, начинает проявляться механизм PZnV, обусловленный образованием разнополярных пазонов. Вложение отрицательного пазона происходит в каждый первый полупериод параметрически возбужденных колебаний за период T_L . При этом амплитуда PZnK изменяется по экспоненциальному закону согласно динамическому коэффициенту усиления (2), т.е. наблюдается амплитудная модуляция. При переходе в очередную зону МХЧ добавляется полупериод затухающих параметрически возбуждаемых колебаний. Это заметно начиная с третьей зоны ($n = 3$) МХЧ. Как было отмечено (рис. 2) форма огибающей (экспоненты) определяется собственными потерями в контуре.

Процесс отбора энергии из контура происходит (кроме первой зоны неустойчивости) в каждый n -й полупериод PZnK за период T_L . В результате влияния положительного пазона затухающий колебательный процесс переходит в аperiодический режим (параметрическое гашение), что также способствует амплитудной модуляции PZnK. Аналогичная закономерность получена и теоретически (рис. 1, 2). Причем характерно, что в четных зонах МХЧ ($n = 2, 4, 6, \dots$) фазы (полярности) аperiодических импульсов PZnK не изменяются при периодическом процессе, а в нечетных ($n = 3, 5, 7, \dots$) периодически изменяются на противоположные. При этом амплитудная и фазовая модуляции PZnK определяются законом внешнего воздействия, который обуславливает принцип интегральной модуляции параметра L_τ и механизм PZnV. Следовательно колебательные процессы протекают согласовано и упорядоченно, т.е. когерентно.

Кроме того, за время τ_u действия разнополярных обменных пазонов когерентно изменяется мгновенная частота $\omega(t)$ (3) параметрически возбужденных и параметрически гасимых колебаний за период T_L . Это хорошо заметно для зон МХЧ третьей и больше третьей ($n \geq 3$) при сравнении длительности первого возбужденного и следующего за ним (второго) полупериода. Длительность второго уменьшается, следовательно увеличивается частота ω_n . Это закономерно, т.к. нелинейно изменяется L_τ от величины L_{\max} до величины L_{\min} за τ_u . В этих же зонах ($n \geq 3$) в пределах интервала времени θ_c квазисобственная частота заметно не изменяется.

Заканчивается затухающий колебательный процесс аperiодическим режимом. При этом амплитуда n -го полупериода PZnK гасится (амплитудная модуляция), а его длительность увеличивается (полная фазовая модуляция). Это следует из проведенного анализа осциллограммы L_τ , u_n (рис. 3-8) и сравнения их с теоретическими (рис. 1, 2). Следовательно, механизм PZnV обеспечивает амплитудную, фазовую и частотную модуляции (явление PZnR). Кроме того, при PZnR происходят непрерывные процессы вложения и отбора энергии за время длительности τ_u , а дискретный процесс –

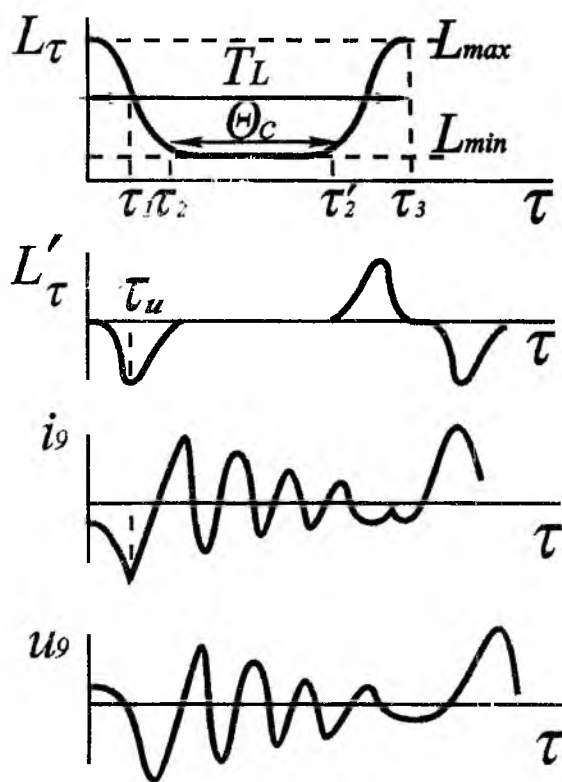


Рис. 2

за период T_L . Причем, механизм PZnV PZnS с непрерывной накачкой происходит без переходных процессов, т.к. обмены разнополярыми пазонами происходят по экспоненциальному закону как 1 первый, так и в n -й полупериоды PZnK в зонах МХЧ.

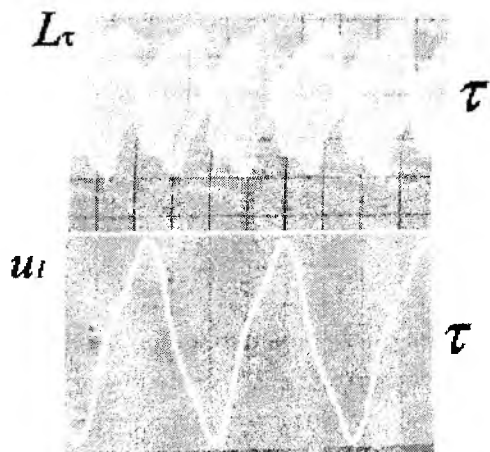


Рис. 3

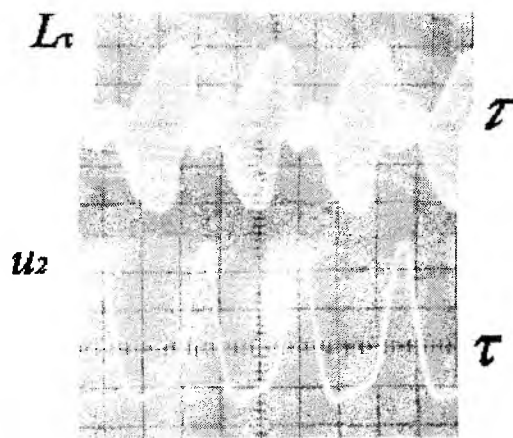


Рис. 4

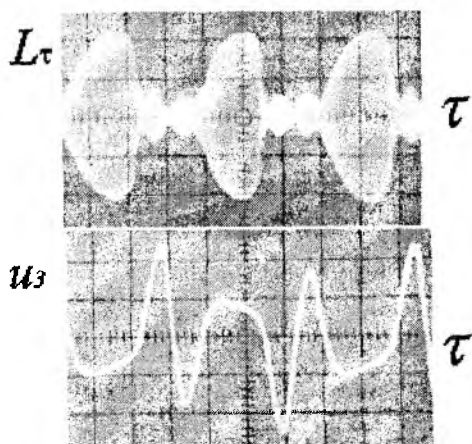


Рис. 5

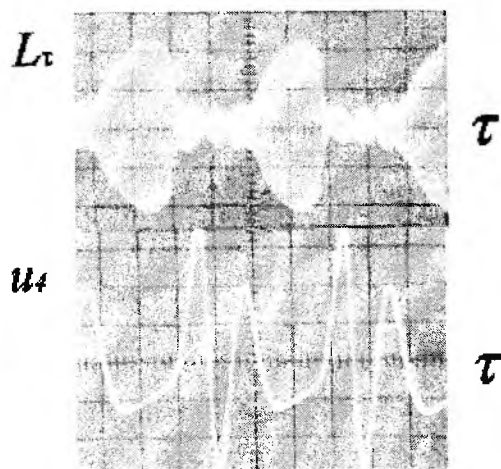


Рис. 6

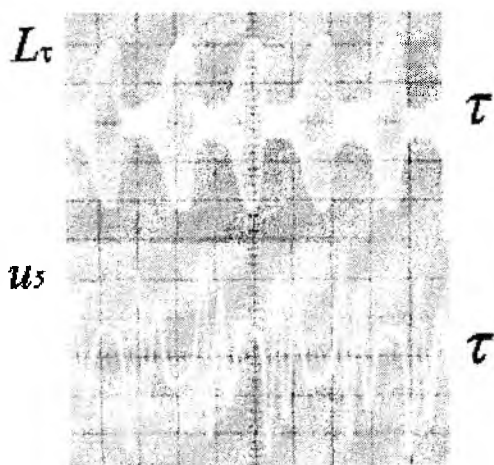


Рис. 7

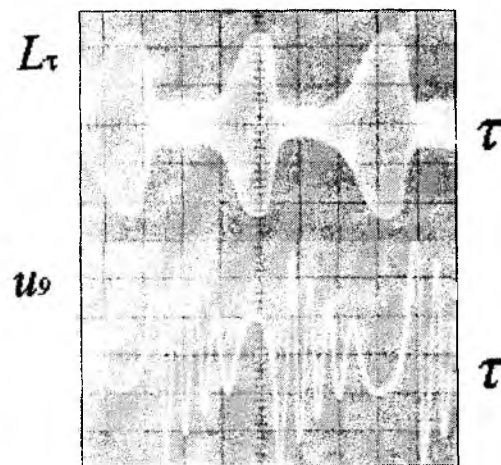


Рис. 8

Резюмируя полученные результаты можно сказать следующее.

1) Установлено явление PZnR, заключающееся в том, что при интегральной модуляции энергетических параметров колебательных систем различной природы в зонах МХЧ происходит амплитудная, фазовая и частотная модуляции собственных колебаний. Явление, обусловлено механизмом PZnV, включающим параметрическое возбуждение, генерирование, затухание и параметрическое гашение PZnK. Явление PZnR в зонах МХЧ происходит согласованно и упорядоченно согласно закону, определяемому непрерывной накачкой, т.е. когерентно.

2) С одной стороны существует необходимость познания и освоения эффективных нелинейных процессов и явлений в зонах МХЧ, с другой – имеет место принципиальная и техническая невозможность создания на основе существующих теоретических подходов и физических принципов быстродействующих, помехоустойчивых и многофункциональных радио- и вычислительных энергоинформационных параметрических зонных средств. Сформулированное противоречие (проблема) может быть разрешено путем использования установленного нового явления PZnR (параметрической зонной динамики колебаний в зонах МХЧ), фундаментом которого является принцип интегральной модуляции и механизм PZnV;

3) Доказана параметрическая зонная концепция непрерывно-дискретного обмена энергией PZnS непрерывной накачкой, вложение и отбор энергии, обусловлено разнополярными обменными пачками и происходящий без переходных процессов, вложение – в каждый первый и отбор в каждый n -й ($n = 2, 3, 4, \dots$, n – номер зоны МХЧ) полупериод параметрически возбуждаемых колебаний за период T_L . Нарастающие и затухающие по экспоненте процессы в PZnS оказывают обратное (взаимное) влияние на цепь накачки.

Рассмотренный механизм явления PZnR может найти применение при преобразовании энергии одного вида в другой (в том числе высокоэффективными источниками энергии), преобразовании частоты, интенсификации физических процессов, моделировании электро- и термодинамических процессов, гравитационных и биопазонных взаимодействий, явлений микромира и др.

Список литературы: 1. Алифов А.А., Фролов К.В. Взаимодействие нелинейных колебательных систем с источниками энергии. М.: Наука, 1985. 328с. 2. Во Хонг Ань. Теория параметрического взаимодействия электромагнитного излучения большой мощности на твердое тело. М.: Наука, 1985. 200с. 3. Акулин В.Н., Карпов И.В. Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике. М.: Наука, 1987. 312с. 4. Одулов С.Г. и др. Исследования на динамических решетках. М.: Наука, 1990. 272с. 5. Эффект невырожденной одночастотной параметрической генерации / Выставкин А.Н. и др. // Радиотехника и электроника. М.: Наука. 1981 Вып. №8. С. 1706-1710. 6. П.И.Чередников. Некоторые свойства явления аномальной модуляции динамических параметров вещества. Радиотехника. 1999. Вып.112. С. 12-16. 7. П.И.Чередников. Анализ закономерностей параметрического взаимодействия в колебательных системах. Радиотехника. 2001. Вып 121. С.123-130. 8. А.с. 1216822 СССР. МКИ Н03 К 3/13. Способ преобразования сигналов. /ХИРЭ: П.И.Чередников. Опубл. 07.03.86. Бюл. №3. А.с. №1529254 (СССР). Устройство для моделирования динамических объектов. /ХИРЭ: П.И.Чередников. Опубл. 15.12.89. Бюл. № 46; МКИ 606 G 7/48. 10. Расчет и проектирование параметрических систем на высших гармониках: Учеб.пос./Чередников П.И. Харьков.: ХПИ. 1980. 98с. 11. Патент №1681322 (СССР). Способ моделирования эволюции материи/ ХИРЭ. П.И.Чередников. Опубл. 30.09.91. Бюл. №36; МКИ Н 03 К 3/53. 12. Патент №1776354 (СССР). Способ моделирования эволюции квантовой системы и устройство для его осуществления. /ХИРЭ. П.И. Чередников. Опубл. 15.11.92. Бюл. № 42; МКИ G09 В 23/06. 13. А.с. №1356180 (СССР). Устройство для формирования параметрических колебаний и измерения динамических величин его реактивных элементов. /ХИРЭ. П.И. Чередников. Опубл 30.11.87. Бюл. № 44. МКИ Н03 В 19/03.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 03.09.2001

В. М. КАРТАШОВ, канд. техн. наук, О. В. СЫТНИК, канд. техн. наук, А. А. ВАСИЛЬЧЕНКО

АЛГОРИТМ ОЦЕНИВАНИЯ ОПТИМАЛЬНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ АКУСТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ

Акустические локаторы (АЛ, содары) являются эффективным средством получения информации о характере и динамике процессов, происходящих в нижней тропосфере. АЛ работают в условиях достаточно сильных пассивных и особенно активных помех. Наиболее неблагоприятный фактор, ограничивающий эффективность их работы — внешний шум. Даже при расположении АЛ в наименее зашумленных местах внешний шумовой фон оказывается на несколько порядков больше по уровню внутреннего шума приемника. В то же время, в соответствии с имеющейся необходимостью, содары должны работать вблизи взлетно-посадочных полос аэродромов, в районах крупных предприятий, в черте города. Имеющиеся средства защиты АЛ от помех не позволяют им функционировать с необходимой эффективностью в местах, характеризующихся сложной помеховой обстановкой, и в соответствии с этим вопрос повышения помехозащищенности АЛ является чрезвычайно актуальным.

Разработка и применение в содарах ведущими фирмами производителями акустических фазированных антенных решеток (ФАР) и достаточно мощных вычислительных средств позволяет значительно расширить как функциональные возможности содаров, так и возможности их по защите от помех.

Отличительной особенностью систем, в которых в качестве приемной антенны используется ФАР, является возможность реализации адаптивной пространственной избирательности, т.е. возможности адаптивного формирования в направлениях на источники помех нулей диаграмм направленности (ДН). В настоящее время методы адаптивной обработки сигналов в антенных решетках широко используются в радиолокационных и связных системах [1-4]. Однако в отличие от радиолокационных задач, где направление прихода полезного сигнала либо заранее известно, либо задано, и оптимизация осуществляется, например, по критерию максимума отношения сигнал/помеха на выходе антенны [1], в задачах акустического зондирования атмосферы направление излучения зондирующего сигнала, а следовательно, и направление приема рассеянных сигналов может изменяться в некоторых пределах в зависимости от пространственного распределения источников помех. Физической основой для изменения направления зондирования является распределенность в атмосфере рассеивающих образований, представляющих собой естественные неоднородности среды. Поэтому при построении алгоритмов обработки сигналов в содарах, оснащенных ФАР, целесообразно не только формировать распределение нулей ДН ФАР в направлениях на источники помех, но и выбирать углы излучения полезного сигнала с целью минимизации мощности помех на выходе решетки.

Для построения алгоритма оценки оптимального направления излучения зондирующего сигнала в присутствии внешних помех, действующих с различных направлений, рассмотрим N -элементную ААР. Вектор весовых коэффициентов (ВВК) решетки $\vec{W}^T = [W_1, W_2, \dots, W_N]$ в исходном состоянии, когда в системе имеется только собственный шум приемника, совпадает с вектором управления $\vec{B}(\theta_0)$, который требуется для формирования ДН $G(\theta_0, \theta)$ с максимумом в направлении θ_0

$$\vec{B}^T = [B_1, B_2, \dots, B_N], \quad (1)$$

где $B_k = b_k \cdot \exp(j[2\pi(k-1)d \cdot \sin \theta_0]/\lambda)$, $k = 1, \dots, N$.

Значения коэффициентов b_k выбираются так, чтобы обеспечить необходимое распределение поля по апертуре. Если, например, $b_k = 1$ для $k = 1, \dots, N$ при $\theta_0 = 0$, то уровень первого бокового лепестка будет 13,5 дБ, а ДН может быть записана в виде [3]

$$|G(\theta_0, \theta)| = |\vec{S}^T \cdot \vec{B}^*(\theta_0)| = \left| \sum_{k=1}^N b_k \cdot \exp\left(\frac{j(k-1)2\pi d}{\lambda} [\sin \theta - \sin \theta_0]\right) \right|, \quad -\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2. \quad (2)$$

Под вектором \vec{S} в формуле (2) понимается вектор-столбец сигналов единичной амплитуды, принимаемых ААР с направления θ . Осуществляя подбор коэффициентов b_k , можно получить требуемую форму диаграммы направленности либо максимизировать коэффициент направленного действия антенной решетки.

В соответствии с [1] при появлении источников внешних помех ДН ААР видоизменяется таким образом, что в направлениях на источники внешних шумов в ДН формируются провалы. Причем, глубина каждого провала и скорость адаптации решетки зависят от величины отношения "помеха/тепловой шум", а оптимальный в смысле максимума отношения "сигнал/помеха" ВВК вычисляется как:

$$\vec{W}_{opr}(\theta_0) = \mu \cdot \vec{R}^{-1} \cdot \vec{B}^*(\theta_0), \quad (3)$$

где μ – комплексный нормирующий множитель; $\vec{R} = E\{\vec{N}^* \cdot \vec{N}^T\}$ – корреляционная матрица отсчетов смеси внешней помехи и собственного шума каждого элемента ААР; $\vec{N}^T = [n_1, n_2, \dots, n_N]$ – вектор мгновенных значений шумового процесса в элементах решетки; \vec{B} – вектор управления ДН ААР.

Адаптивное вычисление ВВК в ААР содара целесообразно осуществлять в соответствии с выражением (3) по критерию максимума отношения сигнал-шум, используя алгоритм непосредственного обращения корреляционной матрицы (НОМ) \vec{R} . Преимущества данного метода по сравнению, например, с алгоритмом, функционирующим по критерию минимума среднего квадрата ошибки, который широко применяется в связанных ААР, обусловлены следующим обстоятельством: для реализации алгоритма НОМ не требуется априорной информации о направлении и свойствах полезного сигнала. Адаптация ВВК ААР по этому алгоритму осуществляется в паузах между приходом эхо-сигналов или в предположении об их малом уровне по отношению к мощности помех. Следовательно, данный алгоритм оказывается практически инвариантным к структуре и параметрам рассеянного, а также зондирующего сигналов.

В адаптивном процессоре, функционирующем по критерию минимума среднего квадрата ошибки, необходимо иметь ожидаемый полезный сигнал [2,3]. Причем, если последний совпадает с полезным сигналом, т. е. является его точной копией, то выходное колебание ААР является оптимальной оценкой принимаемого полезного сигнала по критерию минимума среднего квадрата ошибки, а шум при этом подавляется в максимальной степени. Однако на практике в условиях работы содара необходимая информация о полезном сигнале отсутствует или носит вероятностный характер, что затрудняет непосредственную реализацию подобных алгоритмов.

Составляющая полезного сигнала, принятого с направления θ_0 , в аддитивной смеси на выходе ААР определяется выражением $v_c = \vec{W}^{*T} \cdot \vec{S}$, а составляющая, обусловленная внутренним и внешним шумами, – формулой: $v_n = \vec{W}^{*T} \cdot \vec{N}$.

Мощность помеховой компоненты за интервал усреднения составит

$$P_n = E\{v_n^2\} = E\{\vec{W}^{*T} \cdot \vec{N} \cdot \vec{N}^{*T} \cdot \vec{W}\} = \vec{W}^{*T} \cdot E\{\vec{N} \cdot \vec{N}^{*T}\} \cdot \vec{W} = \vec{W}^{*T} \cdot \vec{R} \cdot \vec{W}. \quad (4)$$

Таким образом, вычисление оптимального ВВК, минимизирующего мощность помех при ориентации главного лепестка ДН на направление θ_0 , производится в соответствии с выражением (3). Мощность помех, принимаемых антенной при таком положении ДН, определяется формулой (4). Поскольку ВВК является функцией угла θ_0 , то и мощность помех на выходе решетки будет зависеть от положения ДН, т.е. от значения θ_0 . Определив минимум функции $P_n(\theta_0)$ в некотором диапазоне углов $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$, найдем наилучшее с точки зрения минимума помех направление зондирования.

Отметим, что пространственная адаптация с целью выбора оптимального направления зондирования может осуществляться не только в содарах, оснащенных ААР, но также и в содарах с неадаптивными АР, а также в акустических локаторах, содержащих обычные непрерывные по пространству антенны. Распространенным методом защиты от внешних помех в локационных системах с неадаптивными АР является формирование диаграммы направленности заданной формы, отвечающей определенным требованиям (например, по уровню боковых лепестков). Форма ДН в этом случае неизменна во времени и получается с помощью требуемого модуля вектора \vec{B} .

Чтобы проиллюстрировать возможность выполнения пространственной адаптации применительно к содарам с апертурными антеннами, запишем выражение для мощности помех на выходе акустической антенны (соотношение справедливо также для решеток):

$$P_n(\theta_0, \phi_0) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} |G(\theta, \phi, \theta_0, \phi_0)|^2 \cdot P(\theta, \phi) \cdot \cos(\theta) \cdot d\theta \cdot d\phi, \quad (5)$$

где ϕ, θ – соответственно азимут и угол места; $P(\theta, \phi)$ – пространственное распределение плотности мощности внешних акустических источников помех. Как видно из (5), если направление излучения выбрать таким образом, чтобы в точке ϕ_0, θ_0 наблюдался минимум функции $P(\theta, \phi)$, то это обеспечит минимум мощности помех на выходе антенны.

Рассмотрим особенности реализации алгоритма нахождения оптимального θ_0 , основанного на анализе функции $P_n(\theta_0)$, определяемой (4). Как следует из (3), в системах с адаптивной АР для нахождения зависимости $\vec{W}(\theta_0)$ достаточно только один раз определить корреляционную матрицу \vec{R} , характеризующую помеховую обстановку, и вычислить \vec{R}^{-1} . При использовании ФАР мощность помех также определяется выражением (4), но \vec{W} понимается в смысле (1) а корреляционная матрица \vec{R} для каждого θ_0 здесь также неизменна.

Характер функции $P_n(\theta_0)$ для содаров с ААР и ФАР в различных помеховых условиях и соответствующие особенности реализации алгоритма пространственной адаптации исследовались методом имитационного моделирования работы 6-ти элементной линейной антенной решеткой на ЭВМ.

На рис. 1 представлена зависимость $P_n(\theta_0)$ для ААР, полученная при следующих условиях: $\theta_{\text{ш}} = 30^\circ$; отношение мощности помехи к мощности теплового шума $\frac{P_n}{P_g} = 50$.

Значение множителя μ в формуле (3) полагалось $\mu = 1$. Аналогичная зависимость для неадаптивной решетки представлена на рис. 2. С целью объяснения обратного характера кривых рис.1 и рис.2 представим полученную при моделировании зависимость среднего значения модулей ВВК ААР W_c от направления главного максимума (рис. 3).

Как видно из рис.3, при попадании помехи в главный лепесток ДН ААР значения модулей весовых коэффициентов, вычисляемых в соответствии с (3), значительно уменьшаются и для данных условий W_c в направлении помехи составляет $-78,2$ Дб. С возрастанием уровня помех усиление ААР падает. При увеличении помехи на 40 дб уровень W_c в направлении источника составил $-110,8$ Дб. Это объясняется принятым допущением, что при всех условиях $\mu = 1$.

Для используемого критерия максимума отношения сигнал-шум коэффициент μ в выражении (1) записывается в форме

$$\mu = \frac{\vec{W}^{*T} \cdot \vec{R} \cdot \vec{W}}{\vec{W}^T \cdot \vec{B}^*}. \quad (6)$$

Перепишав последнее соотношение в виде

$$\mu = \frac{P_n}{\vec{W}^T \cdot \vec{B}^*}, \quad (7)$$

приходим к выводу, что нормирующий множитель в (3) пропорционален мощности помех на выходе решетки и является функцией θ_0 .

Для выравнивания интегрального усиления ААР в различных направлениях можно использовать нормирование ВВК к текущему значению W_c . Преобразованная подобным образом кривая рис.1 представлена на рис.4. Полученная характеристика $P_n(\theta_0)$ соответствует ожидаемой и пригодна для оценки оптимального направления зондирования.

Для неадаптивной решетки значение W_c представляет собой постоянную величину, не зависящую от θ_0 .

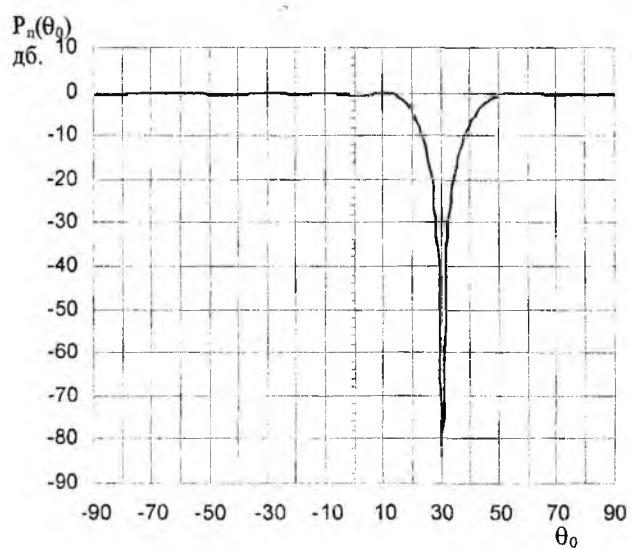


Рис. 1

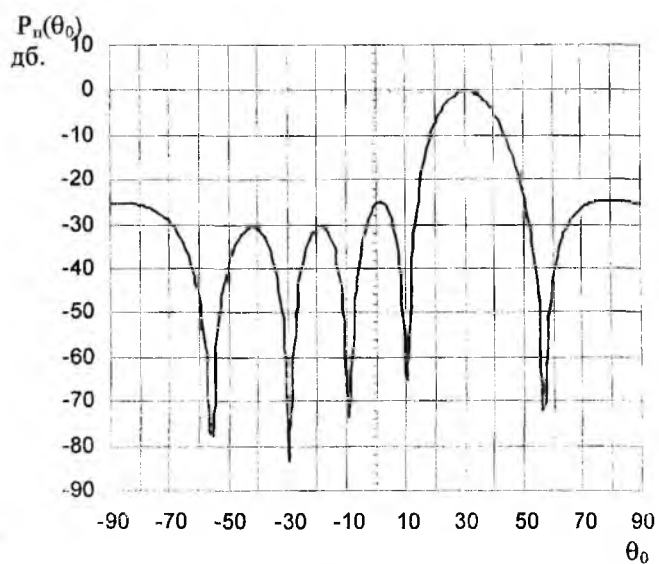


Рис. 2

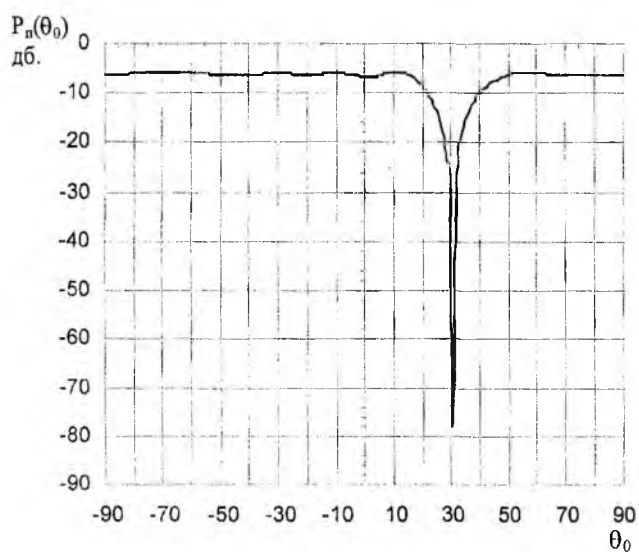


Рис. 3

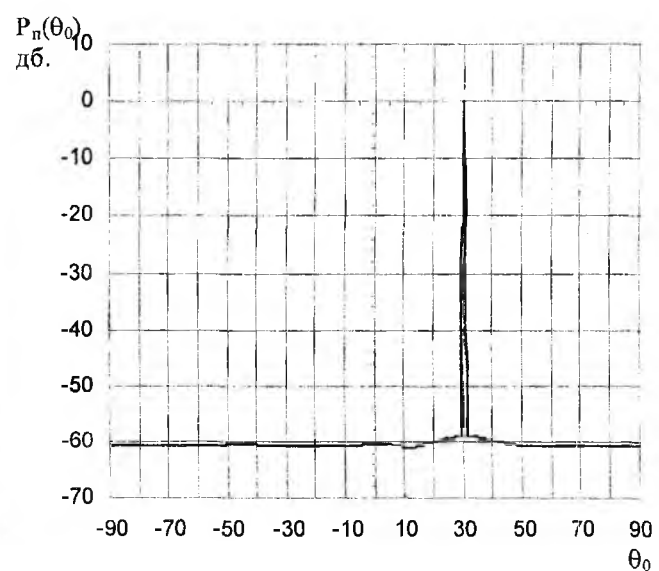


Рис. 4

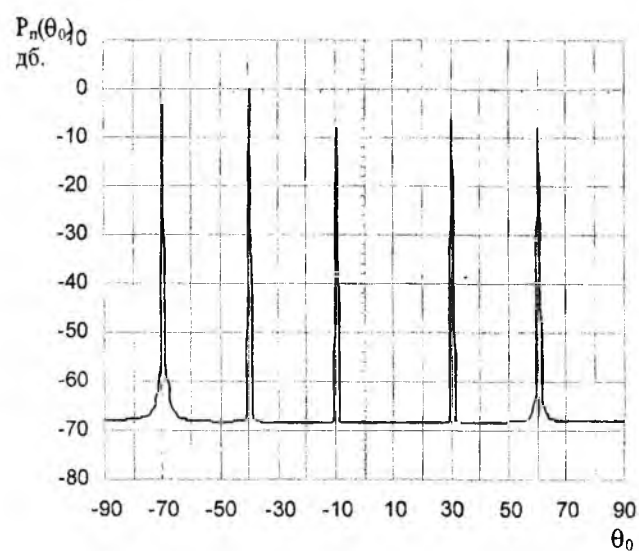


Рис. 5

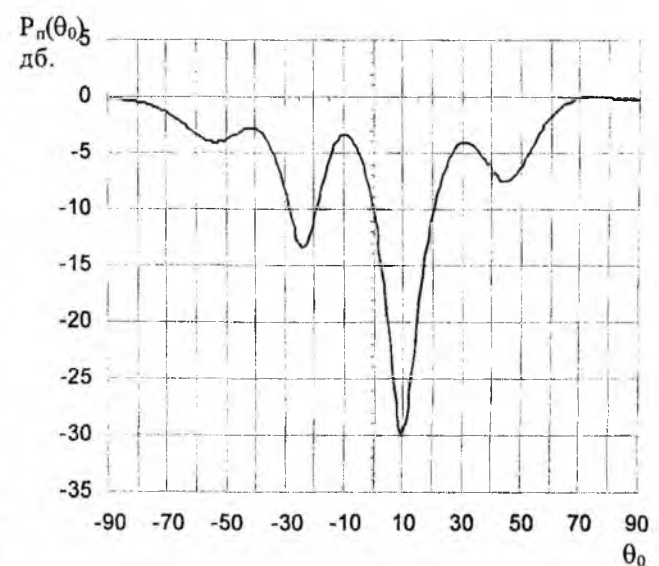


Рис. 6

На рис. 5 и 6 представлены зависимости $P_n(\theta_0)$ для адаптивной и неадаптивной решеток соответственно, полученные при наличии пяти источников помех, характеризующихся следующими параметрами: $\theta_{n1} = -70^\circ, \theta_{n2} = -40^\circ, \theta_{n3} = -10^\circ, \theta_{n4} = 30^\circ, \theta_{n5} = 60^\circ$; отношение мощности помехи к мощности внутреннего шума для каждого источника составляет $\frac{P_n}{P_e} = 50$. Анализ приведенных зависимостей позволяет сделать следующие выводы.

Для адаптивной АР зависимости $P_n(\theta_0)$ имеют «всплески» на направлениях, соответствующих расположению источников помех. При всех других значениях θ_0 уровни помех на выходе решетки отличаются незначительно. Следовательно, направления зондирования не должны совпадать с углами, на которых расположены помеховые источники. Все другие направления примерно равноценны с точки зрения мощности шумов на выходе ААР.

Для неадаптивной АР, а следовательно, для непрерывных по пространству антенн, характер зависимостей $P_n(\theta_0)$ иной. Функции $P_n(\theta_0)$ имеют явно выраженные глубокие «провалы», которые указывают на значения углов, наиболее подходящие для излучения в этих направлениях зондирующих сигналов.

Запишем выражение для отношения сигнал-шум на выходе адаптивной АР как функцию θ_0 , учитывая, что мощность полезного сигнала составляет

$$P_s = E\{|v_c|^2\} = \bar{W}^{*T} \cdot \bar{R}_s \cdot \bar{W}, \quad (8)$$

где $\bar{R}_s = E\{\bar{S} \cdot \bar{S}^T\} = S \cdot \bar{B} \cdot \bar{B}^T$; S – амплитуда сигнала.

Тогда

$$P_{sn} = \frac{P_s(\theta_0)}{P_n(\theta_0)} = \frac{\bar{W}^{*T}(\theta_0) \cdot \bar{R}_s \cdot \bar{W}(\theta_0)}{\bar{W}^{*T}(\theta_0) \cdot \bar{R}_n \cdot \bar{W}(\theta_0)}. \quad (9)$$

Преобразуем последнее соотношение

$$P_{sn}(\theta_0) = \frac{\mu^2 \cdot S^2 \cdot \bar{B}^T(\theta_0) \cdot \bar{R}^{-1} \cdot \bar{B}^*(\theta_0) \cdot \bar{B}^T(\theta_0) \cdot \bar{R}^{-1} \cdot \bar{B}^*(\theta_0)}{\mu^2 \cdot \bar{B}^T(\theta_0) \cdot \bar{R}^{-1} \cdot \bar{B}^*(\theta_0)} = S^2 \cdot \bar{B}^T(\theta_0) \cdot \bar{R}^{-1} \cdot \bar{B}^*(\theta_0). \quad (10)$$

Полученное выражение достаточно конструктивно с точки зрения его использования в процессе оценивания θ_0 . Определение оптимальных направлений зондирования для содаров, оснащенных ААР, с использованием соотношения (10) на практике достигается более просто, чем при использовании (4). В качестве направления зондирования в этом случае следует выбирать значения углов, при которых функция $P_{sn}(\theta_0)$ достигает максимальных значений.

Заметим, что зависимости $P_n(\theta_0)$ и $P_{sn}(\theta_0)$, полученные для ААР, представляют собой различные формы оценок пространственного спектра корреляционной матрицы \bar{R} , а рассмотренные методы формирования данных зависимостей относятся к методам сверхразрешения, реализуемым при использовании адаптивных решеток [5].

Таким образом, при измерении полного вектора скорости ветра акустическими локаторами по методике 3-х или 5-ти зондирований каждое из направлений излучения сигнала следует выбирать на основе анализа функций $P_n(\theta_0)$ или $P_{sn}(\theta_0)$, характеризующих помеховую обстановку в месте и в период выполнения измерений.

Список литературы: 1. Applebaum S.P. Adaptiv Arrays. IEEE Transactions on Antennas and Propagations. V. AP-24, №5. 1976. Pp.585-598. 2. Гейбриел У.Ф. Введение в теорию адаптивных антенных решеток. ТИИЭР. 1976. Т.64, №2. С. 55-95. 3. Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию: Пер с англ. М.: Радио и связь, 1986. 448 с. 4. Журавлёв А.К. Лукошкишкин А.П., Поддубный С.С. Обработка сигналов в адаптивных антенных решётках. Л.: Изд-во ЛГУ, 1983. 239с. 5. Гейбриел У.Ф. Спектральный анализ и методы сверхразрешения с использованием адаптивных антенных решёток. ТИИЭР .1980. Т. 68, №6. С 19-32.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОЦЕНКИ АНИЗОТРОПИИ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Введение

Как известно, термодинамические процессы в атмосфере Земли играют существенную роль в рассеянии примесей в атмосфере, влияют на условия распространения радиоволн, определяют погодные условия и другое. Однако эти процессы в настоящее время изучены недостаточно полно. Так, например, весьма ограничены сведения, касающиеся влияния температурной стратификации на термодинамические процессы в атмосфере, в частности влияние температурной стратификации на флуктуации параметров атмосферы. В ряде случаев имеющиеся сведения по этому вопросу противоречивы. Так, например, согласно гипотезе [1] в температурно-стратифицированной среде для инерционного интервала спектры пульсации всех величин должны подчиняться закону степени $2/3$ и, следовательно, пульсации этого диапазона спектра должны быть изотропны. Согласно другой гипотезе [2] в температурно-стратифицированной среде все флуктуации плотности – как крупномасштабные, так и мелкомасштабные, должны испытывать воздействие архимедовых сил и поэтому вертикальное направление будет выделенным для компонент турбулентности любых масштабов. Немногочисленные экспериментальные данные по этому вопросу также противоречивы [3, 4].

В результате многолетних измерений неоднородной структуры атмосферы в пограничном атмосферном слое (ПАС), проводившихся с 1984 г. в ПНИЛ зондирования атмосферы ХТУРЭ с помощью акустического зондирования [5-7], а также ранее выполненных измерений с помощью радиолокации ионизованных метеорных следов для высот около 95 км в ПНИЛ радиотехники [8, 9, 10], накоплен обширный материал экспериментальных данных по неоднородной структуре атмосферы.

Анализ полученных данных позволил выявить ряд новых закономерностей и тенденций, касающихся структуры атмосферных неоднородностей. В частности, было установлено [5], что для архимедовой области, где явно проявляется анизотропия для турбулентных движений, показатель степени структурной функции поля скоростей изменяется в зависимости от угла, под которым измеряется структурная функция, принимая значения $\sim 2,0$ для вертикального направления и около $2/3$ для горизонтального направления. На основании одновременно измеренных структурных функций для ряда параметров атмосферы (флуктуаций скорости ветра, коэффициента диффузии и др.) подтверждена гипотеза Ламли [11] о том, что флуктуации всех параметров атмосферы, имеющие турбулентную природу, подчиняются тем же закономерностям, которые характерны для пульсаций скорости ветра [12]. Получен ряд других новых сведений, касающихся анизотропии атмосферных процессов. В частности, с помощью акустического зондирования ПАС получены экспериментальные данные, свидетельствующие о существовании сильной анизотропии температурных неоднородностей, размеры которых относятся к инерционной подобласти спектра и согласно гипотезе Обухова должны быть изотропны. В результате радиолокации ионизованных метеорных следов получены экспериментальные данные, свидетельствующие о загадочной анизотропии параметров ионизованного метеорного следа, связанных с хаотической скоростью молекул и длиной свободного пробега [13].

Разработана методика определения анизотропии неоднородностей различных масштабов: от максимальных до минимальных [5].

Разработан способ определения типа температурной стратификации по измеряемой анизотропии температурных неоднородностей [14].

В результате акустического зондирования ПАС нами получены экспериментальные данные, свидетельствующие о существовании в ПАС сильной анизотропии температурных неоднородностей, имеющих размеры ~ 8 и 17 см, которые согласно гипотезе Обухова должны быть изотропны.

Поскольку вопрос анизотропии неоднородностей таких размеров является принципиальным, то для того чтобы как можно полнее исключить влияние методических эффектов, мы в своих оценках анизотропии температурных неоднородностей старались применять многосторонний подход.

В настоящей статье мы представляем дополнительные экспериментальные данные по оценке анизотропии температурных неоднородностей, полученные в результате применения двух новых методик, причем, экспериментальные данные получены в существенно отличающихся местных условиях. В частности, в статье представлены результаты оценки анизотропии по новой методике [15], позволяющей исключить влияние высотной зависимости интенсивности температурных неоднородностей на оценку величины коэффициента анизотропии (K_a), а также представлены данные оценки ве-

личины K_a по результатам измерения высоты слоя перемешивания (H), причем, эти, последние данные, получены для новых местных условий (в г. Одессе, на берегу Черного моря).

Производится сравнение полученных нами новых данных с данными, полученными нами ранее, а также с данными других авторов.

1. Методика

Поскольку нас интересует анизотропия параметров атмосферы, связанная с температурной стратификацией атмосферы, которая, как известно, проявляется при вертикальных перемещениях, то суть методики определения анизотропии параметров атмосферы в общем сводится к определению величины того или иного измеряемого параметра атмосферы при зондировании атмосферы в вертикальном направлении и под некоторым углом α от вертикали, в одном или нескольких направлениях [5]. А затем на основании полученных таким образом данных определяется коэффициент анизотропии K_a

как $K_a = \frac{A_1}{A_2}$, где A_1 – в случае количественных оценок величины K_a [5] есть величина параметра не-

однородности, измеренная в горизонтальном направлении, а величина A_2 – величина этого же параметра, измеренная в вертикальном направлении, либо, при качественных оценках величины K_a , A_1 – есть величина параметра, измеренная под углом α от вертикали, а A_2 – величина параметра неоднородности, измеренная в вертикальном направлении.

Представленные здесь результаты оценки коэффициента анизотропии температурных неоднородностей получены по второй методике, т.е. получены при зондировании атмосферы в двух направлениях: в вертикальном и под некоторым углом α от вертикали. Однако в отличие от ранее выполненных нами оценок коэффициента анизотропии интенсивности температурных неоднородностей при получении представленных здесь результатов использовалась новая, более точная методика оценки коэффициента анизотропии [15]. Суть этой методики состоит в том, что при вычислении коэффициента анизотропии K_a сравнение измеренных величин производится не при одинаковой дальности до рассеивающего объема, как это делалось ранее [5], а при одинаковой высоте. Этим исключалось влияние высотной зависимости исследуемого параметра на точность оценки коэффициента анизотропии K_a . Производилось акустическое зондирование атмосферы в моностатическом режиме (когда приемная и передающая антенны совмещены на местности) в вертикальном направлении и под некоторым углом α от вертикали. Для каждого направления регистрировался высотный профиль амплитуды акустического эхо-сигнала A_r (точнее, зависимость величины A_r от дальности R) на бумажную ленту с помощью быстродействующего самописца для каждого излученного пакета акустических волн. Затем полученные таким образом зависимости $A_r=f(R)$ приводились к общей высоте, т.е. для каждого значения h полученного высотного профиля при вертикальном зондировании соответствующее ему значение R на зависимости $A_r=f(R)$, полученном при наклонном зондировании, находилось как $R = \frac{h}{\cos \alpha}$. В этом случае сравнение величин A_r , полученных для различных углов зондирования, будет производиться при одинаковой высоте. Для того чтобы скомпенсировать затухание амплитуд эхо-сигналов, связанное в этом случае с различием дальностей до рассеивающего объема ($h \neq R$), амплитуда эхо-сигнала A_r , принятого при наклонном зондировании, увеличивалось в $\frac{1}{\cos \alpha}$

раз. При этом исходилось из того, что амплитуда акустического эхо-сигнала при моностатическом зондировании определяется [16] выражением

$$A_r \sim \frac{C_T}{RT} L^{-1}, \quad (1)$$

где C_T – структурная характеристика температурных неоднородностей, размеры которых l определяются соотношением $l \sim \lambda/2$ (здесь λ – длина излучаемой звуковой волны); R – дальность до рассеивающего звук объема атмосферы; T – температура воздуха в рассеивающем объеме; L – ослабление акустического сигнала, связанное с различными видами затухания звуковой волны (молекулярным, классическим и другими видами).

Как следует из теоретических оценок [16] и некоторых экспериментальных данных, ослабление акустической волны в атмосфере за счет различного вида затуханий L для небольших высот (<300 м)

незначительно по сравнению с уменьшением сигнала за счет дальности и им можно пренебречь. В наших экспериментах использовались небольшие высоты в основном <200 м. Следовательно, амплитуда акустического эхо-сигнала A_r в этом случае будет определяться в основном двумя параметрами: C_T и R , а при одинаковой дальности (R) значение A_r определяется только величиной C_T . Поскольку величина C_T характеризует интенсивность температурных неоднородностей, имеющих размеры $l \sim \lambda/2$ и рассеивающих звуковые волны длиной λ , то значит, зондируя один и тот же объем атмосферы под различными углами α , мы сможем по величине амплитуды акустического эхо-сигнала определить анизотропию интенсивности температурной неоднородности, рассеивающей акустическую волну.

2. Результаты

2.1. Результаты оценки анизотропии температурных неоднородностей по измеренным высотным профилям амплитуды акустического эхо-сигнала в двух направлениях: в вертикальном и под некоторым углом α от вертикали.

Используя описанную выше методику, позволяющую исключить влияние высотной зависимости интенсивности температурных пульсаций на измеряемую величину коэффициента анизотропии, нами была произведена оценка коэффициента анизотропии интенсивности температурных неоднородностей по профилям амплитуды акустического эхо-сигнала $A_r = f(h)$, $A_r = f(R)$, полученным одновременно для вертикального направления ($\alpha = 0^\circ$) и под некоторым углом α от вертикали ($\alpha = 30^\circ$). Измерения зависимостей $A_r = f(h)$, $A_r = f(R)$ проводились путем регистрации для каждого излученного пакета акустических волн амплитуды акустического эхо-сигнала в зависимости от времени на бумажную ленту с помощью быстродействующего самописца. Направление антенны менялось поочередно каждые 3 минуты. В эксперименте использовался акустический локатор со следующими техническими характеристиками: частота зондирования ~ 2 кГц, излучаемая мощность (электрическая) в импульсе ~ 100 Вт, ширина полосы пропускания частот приемника ~ 100 Гц, длительность излучаемого импульса ~ 70 мс, антенна приемно-передающе-параболическая с диаметром зеркала ~ 2 м, период повторения звуковых посылок 2 сек. Измерения проводились в окрестностях г. Харькова.

Поскольку измерения велись только в двух направлениях, производилась качественная оценка коэффициента анизотропии как $K_a = \frac{A_{r1}}{A_{r2}}$, где A_{r1} – амплитуда акустического эхо-сигнала для угла зондирования $\alpha = 30^\circ$, а A_{r2} – амплитуда акустического эхо-сигнала для вертикального направления.

Как показали результаты обработки полученных таким образом данных, величина K_a существенно изменяется во времени и с высотой, имея среднее значение порядка $2 \div 3$. В качестве иллюстрации на рис. 1 и 2 представлены высотные профили величины A_r для двух углов зондирования ($\alpha = 0^\circ$, $\alpha = 30^\circ$), полученные 28.10.1988 для различного времени суток: на рис. 1 для $10^{30}-10^{35}$, на рис. 2 для $12^{05}-12^{10}$. Время местное. Представленные на рисунках высотные профили получены путем усреднения за трехминутный интервал зондирования для каждого направления мгновенных профилей, т.е. полученных для каждого излученного пакета акустических волн.

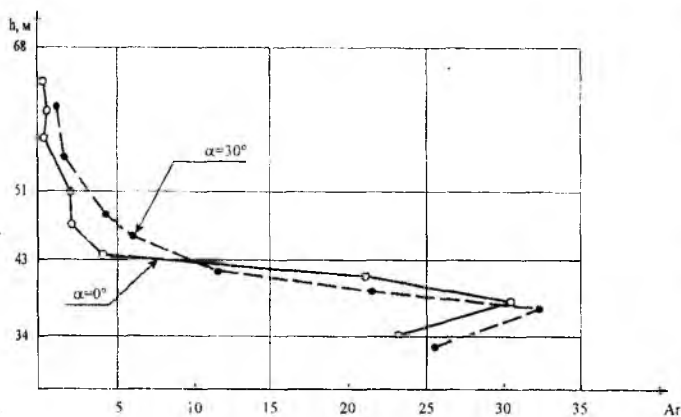


Рис. 1

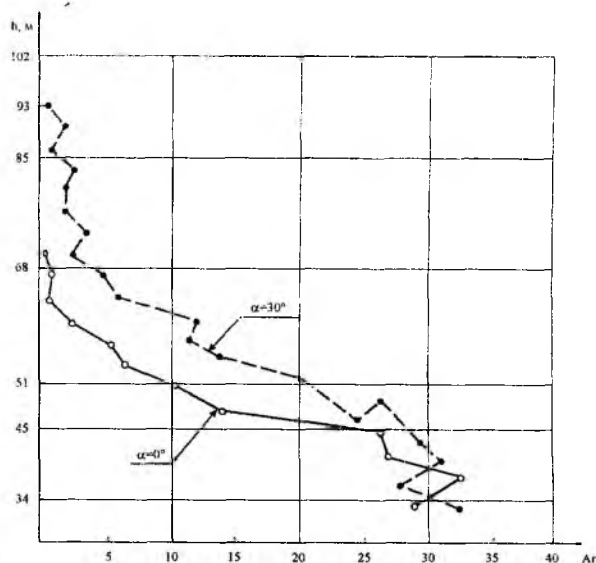


Рис. 2

Эти же высотные профили представлены на рис. 3 и 4, но приведенные к одной высоте по представленной выше методике, т.е. для каждого значения величины h вертикального зондирования соответствующее этой величине h значение дальности R для наклонного зондирования находилось как

$$R = \frac{h}{\cos \alpha},$$

а амплитуда для наклонного зондирования A_r , соответствующее этому значению R , увеличивалось в

$\frac{1}{\cos \alpha}$ раз для компенсации затухания амплитуды A_r , связанного с различием расстояний h и R (на всех рисунках A_r представлена в условных единицах).

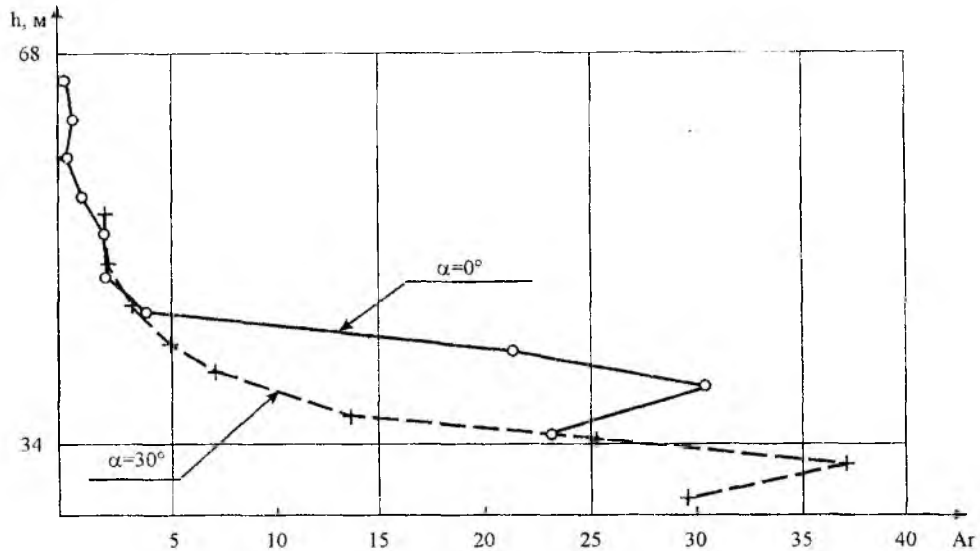


Рис. 3

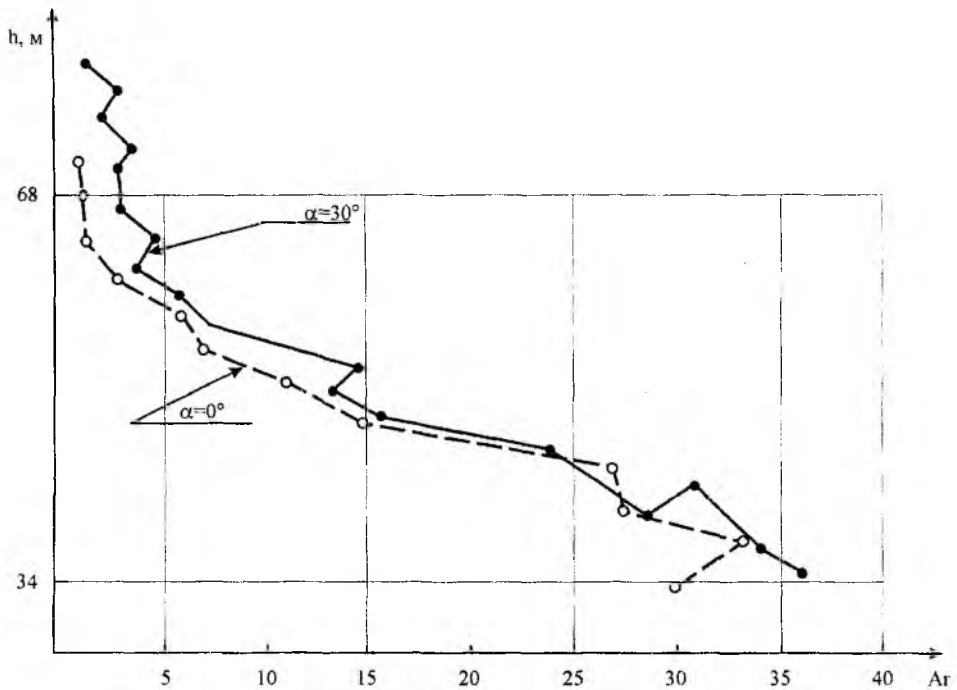


Рис. 4

Как следует из представленных рисунков, приведенные высотные профили A_r , полученные для двух различных углов зондирования, существенно отличаются друг от друга. Так, для зондирования в утренние часы (10^{30} - 10^{35}) величина A_r для вертикального направления на высоте 45-34 м больше, чем для зондирования под углом α , а выше этого уровня величина A_r для обоих углов зондирования примерно одинаковая. Величина K_a , найденная из этих графиков, для высот 43-34 м в среднем составляет $\sim 3,0$.

На рис. 4 мы наблюдали несколько иную картину. Здесь для высот ниже 43 м высотные профили A_r , полученные для вертикального зондирования и для зондирования под углом $\alpha = 30^\circ$, примерно совпадают, а выше этого уровня величина A_r для наклонного зондирования оказалась больше, чем для вертикального. Причем, наблюдается тенденция увеличения этого различия с высотой. Найденная из графиков рис. 4 высотная зависимость величины K_a , представлена на рис. 5. Из этого рисунка следует, что величина K_a заметно растет с высотой.

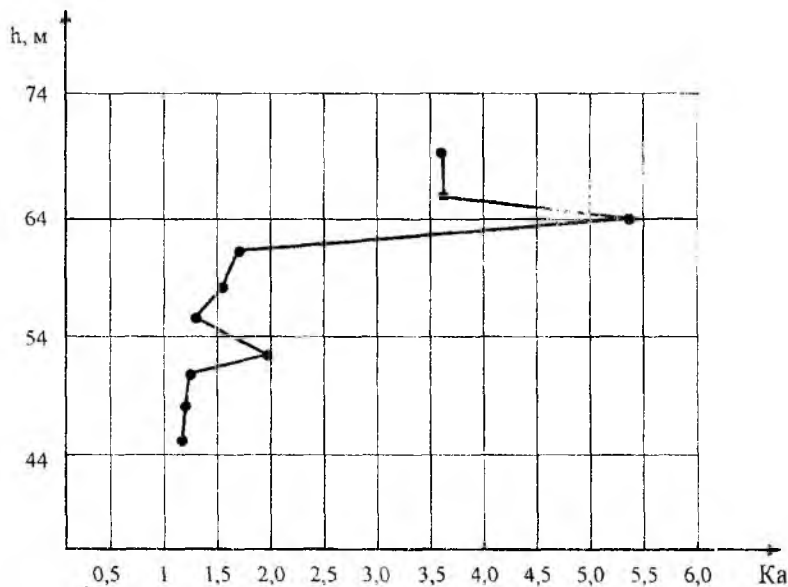


Рис. 5

Как показали наши исследования, соотношения амплитуд эхо-сигналов, наблюдаемых одновременно для двух углов зондирования α , существенно изменяются в течение суток и в зависимости от погодных условий. В качестве иллюстрации на рис. 6 представлены мгновенные, т.е. полученные для каждого излученного пакета звуковых волн, высотные профили амплитуды эхо-сигнала A_r , полученные 7.06.1986 для двух направлений зондирования: а – для вертикального, б – для угла зондирования $\alpha = 30^\circ$ в различное время суток. Регистрации для двух направлений получены после каждого излучения, разнесенного по времени на 1÷2 минуты.

Как следует из рис. 6, соотношение амплитуд эхо-сигналов, наблюдаемых одновременно для двух углов зондирования на одних и тех же высотах, существенно меняется во времени. Так, например, для утренних часов, $\sim 7^{30}$ местного времени, величина A_r при вертикальном зондировании на максимальной высоте больше, чем при зондировании под углом $\alpha = 8^\circ$. В полдень ($\sim 12^{00}$ м.в.) соотношение амплитуд для обоих направлений примерно одинаковое, а в вечерние часы ($\sim 22^{00}$) величина A_r для зондирования под углом $\alpha = 30^\circ$ значительно больше, чем для вертикального зондирования, причем, здесь значительно расширился диапазон высот, для которых наблюдаются эхо-сигналы. Наблюдаемую картину на представленном рисунке, видимо, можно объяснить, допустив, что эти изменения соотношений величин A_r для двух углов зондирования со временем связаны с изменением температурной стратификации атмосферы в течение времени суток. Так, в утренние часы ($\sim 7^{30}$) стратификация могла быть устойчивой, а наблюдаемые температурные неоднородности были вытянуты в горизонтальной плоскости, в полдень ($\sim 12^{00}$) – безразличной, а в вечерние часы ($\sim 22^{00}$) – неустойчивой, и температурные неоднородности в это время могли быть вытянуты в вертикальной плоскости.

Итак, представленные здесь результаты оценки величины K_a , полученные на основании регистрации мгновенных профилей величины A_r , при зондировании в двух различных по углу места направлениях, свидетельствуют о том, что величина A_r , приведенная к одной высоте, существенно меняется со временем и с высотой, а средняя величина коэффициента анизотропии K_a , найденная по этим данным, составляет порядка 2÷3. Обращает на себя внимание тот факт, что сравнение высотных профилей величины A_r , полученных одновременно для двух углов зондирования и приведенных к одной высоте, т.е. когда было устранено влияние высотной зависимости интенсивности температурных неоднородностей, с теми же графиками, но не приведенными к одной высоте, свидетельствует о существовании различия между ними. А это значит, что неучет высотной зависимости A_r будет при-

водить к существенным ошибкам в оценке величины K_a , хотя, однако, и не искажает общую картину анизотропии настолько, чтобы изменился знак коэффициента анизотропии K_a . Это позволяет заключить, что полученные нами ранее данные по оценке величины K_a [5, 6, 7] без учета высотной зависимости A_r , хотя являются менее точными, однако несут объективную информацию в смысле качественной оценки анизотропии этих неоднородностей.

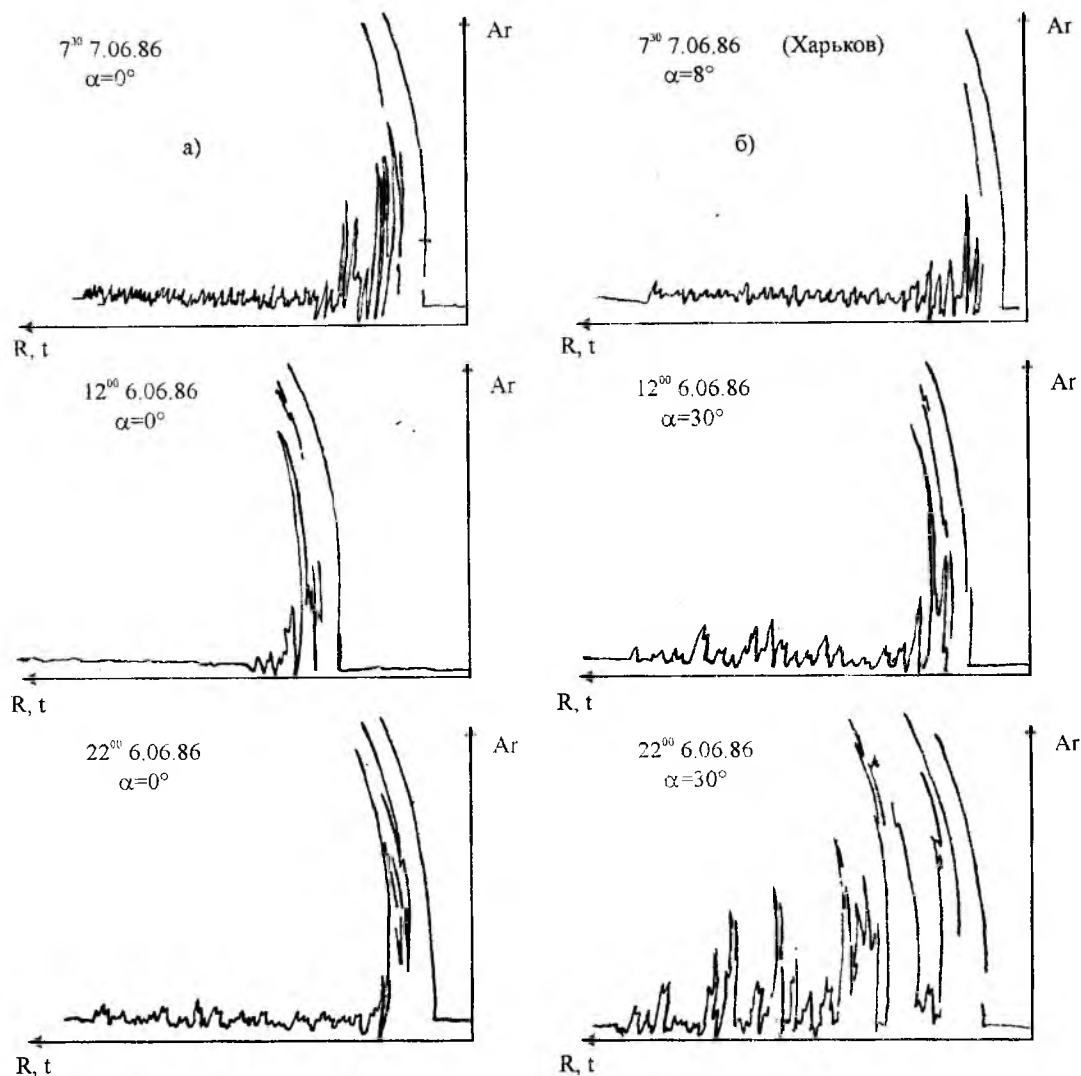


Рис. 6

2.2. Оценка анизотропии температурных неоднородностей на основании измерений высоты слоя перемешивания H .

Как известно [17], с помощью факсимильной регистрации амплитуды акустического эхо-сигнала можно определять высоту слоя перемешивания H . Под высотой слоя перемешивания в этом случае понимается область высот, где присутствуют температурные неоднородности, рассеивающие акустические волны. Верхняя граница высоты этой области, с которой еще будут наблюдаться акустические эхо-сигналы, и будет являться высотой слоя перемешивания H от поверхности Земли. Выше этой границы интенсивность температурных неоднородностей мала, и при заданном пороге чувствительности приемника акустического локатора мы не будем наблюдать рассеянных от этих неоднородностей акустических эхо-сигналов, либо выше этого уровня H температурные неоднородности полностью отсутствуют.

Высота слоя перемешивания H в основном определяется температурной стратификацией атмосферы. В этом случае, если, например, для безразличной стратификации температурные неоднородности, рассеивающие акустические волны, будут изотропны, то при зондировании при различных углах α высота слоя перемешивания H не будет меняться, т.к. интенсивность рассеяния акустического эхо-сигнала в этом случае не будет зависеть от угла зондирования α . Высота слоя перемешивания

в этом случае может несколько возрасти за счет того, что наклонная дальность увеличится в $\frac{1}{\cos \alpha}$

раз по сравнению с вертикальной дальностью (или высотой).

Для неустойчивой стратификации температурные неоднородности будут вытянуты в вертикальном направлении и при наклонном зондировании интенсивность рассеяния ими акустических волн возрастет, и это приведет к увеличению высоты, на которой будут наблюдаться эхо-сигналы, т.е. это приведет к увеличению высоты слоя перемешивания по сравнению с вертикальным зондированием.

В случае устойчивой стратификации температурные неоднородности будут вытянуты в горизонтальном направлении и интенсивность рассеяния ими акустических волн в вертикальном направлении будет больше, чем в горизонтальном. Следовательно, при вертикальном зондировании высота слоя перемешивания H возрастет по сравнению с горизонтальным.

На рис. 7 представлены факсимильные регистрации амплитуды акустического эхо-сигнала, полученные нами при моностатическом зондировании для двух углов зондирования: а – для вертикального, б – под углом $\alpha=30^\circ$ от вертикали. Данные получены на берегу Черного моря в окрестности г. Одессы 23.11.1989 для различного времени суток: 1 – для 12⁵⁵-13⁵⁵ и 2 – для 16⁵⁰-17²⁰. Результаты получены на акустическом локаторе, который имел следующие технические данные: частота зондирования ~ 2 кГц, длительность излучаемого импульса $\tau=70$ мс, ширина полосы пропускания частот приемника ~ 100 Гц, период повторения звуковых посылок 2 сек, антенна параболическая, диаметр параболоида 1,2 м, излучаемая мощность (электрическая) ~ 200 Вт.

Высота слоя перемешивания, как известно [17], на факсимильных регистрациях определяется как область высот, до которых простирается сплошное затенение, а это значит, что это есть область высот, на которых наблюдается акустический сигнал. Таким образом, определяя ширину затененной части на факсимильной регистрации, мы определим высоту слоя перемешивания H .

Как следует из рис. 7, высота слоя перемешивания H (на рисунке это область высот, где наблюдается акустический эхо-сигнал, и она является более темной) существенно изменяется в зависимости от угла зондирования α , причем, не одинаково в различное время суток. Так, если в период 12⁵⁵-13⁵⁵ для вертикального зондирования высота слоя перемешивания H меньше, чем для зондирования под углом $\alpha = 30^\circ$, то в период наблюдения 16⁵⁰-17²⁰ для вертикального зондирования высота слоя перемешивания H больше, чем для зондирования под углом $\alpha = 30^\circ$. В обоих случаях эти отношения изменения высоты слоя перемешивания H , точнее дальности, до которой простирается затенение, в зависимости от угла α в среднем составляют порядка – 1,5÷2,0 раза. Наблюдаемые неодинаковые изменения высоты слоя перемешивания H в зависимости от угла зондирования для разного времени суток можно объяснить, если допустить, что в наблюдаемое различное время суток была различная температурная стратификация. Так, если допустить, что в период наблюдения 12⁵⁵-13⁵⁵ была неустойчивая стратификация, то в этом случае температурные неоднородности были вытянуты в вертикальном направлении, и интенсивность рассеяния ими акустических волн в вертикальном направлении была меньше, чем при наклонном зондировании. Если в период наблюдения 16⁵⁰-17²⁰ существовала устойчивая температурная стратификация, то температурные неоднородности были вытянуты в горизонтальном направлении и, следовательно, интенсивность рассеяния ими акустических волн в горизонтальном направлении была меньше, чем в вертикальном, что и наблюдается на рис. 7.

Здесь следует обратить внимание на тот факт, что при наклонном зондировании дальность до рассеивающего объема неоднородностей при одинаковой его высоте возрастет в $\frac{1}{\cos \alpha}$ раз. Однако

эти изменения не будут зависеть от типа температурной стратификации и увеличение наклонной дальности при зондировании под углом α возрастет не более, чем в $\frac{1}{\cos \alpha}$ раза (в нашем случае это будет 1,15 раза); тогда как наблюдаемые изменения величины H составляют $\sim 1,5$ -2 раза.

Итак, на основании анализа представленных на рис. 7 факсимильных записей акустического эхо-сигнала, полученных для двух различных углов зондирования α ($\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 30^\circ$), можно сделать вывод о том, что наблюдаемые на них изменения высоты слоя перемешивания H в зависимости от угла зондирования α можно объяснить существованием анизотропии температурных неоднородностей, рассеивающих акустические волны, которая изменяется в зависимости от температурной стратификации. Эти данные получены в других условиях (на берегу моря) и на другой аппаратуре, чем данные, полученные нами по

высотным профилям, рассмотренным выше. Однако и эти, и те данные убедительно свидетельствуют о существовании в ПАС сильной анизотропии температурных неоднородностей, имеющих размеры ~8 см.

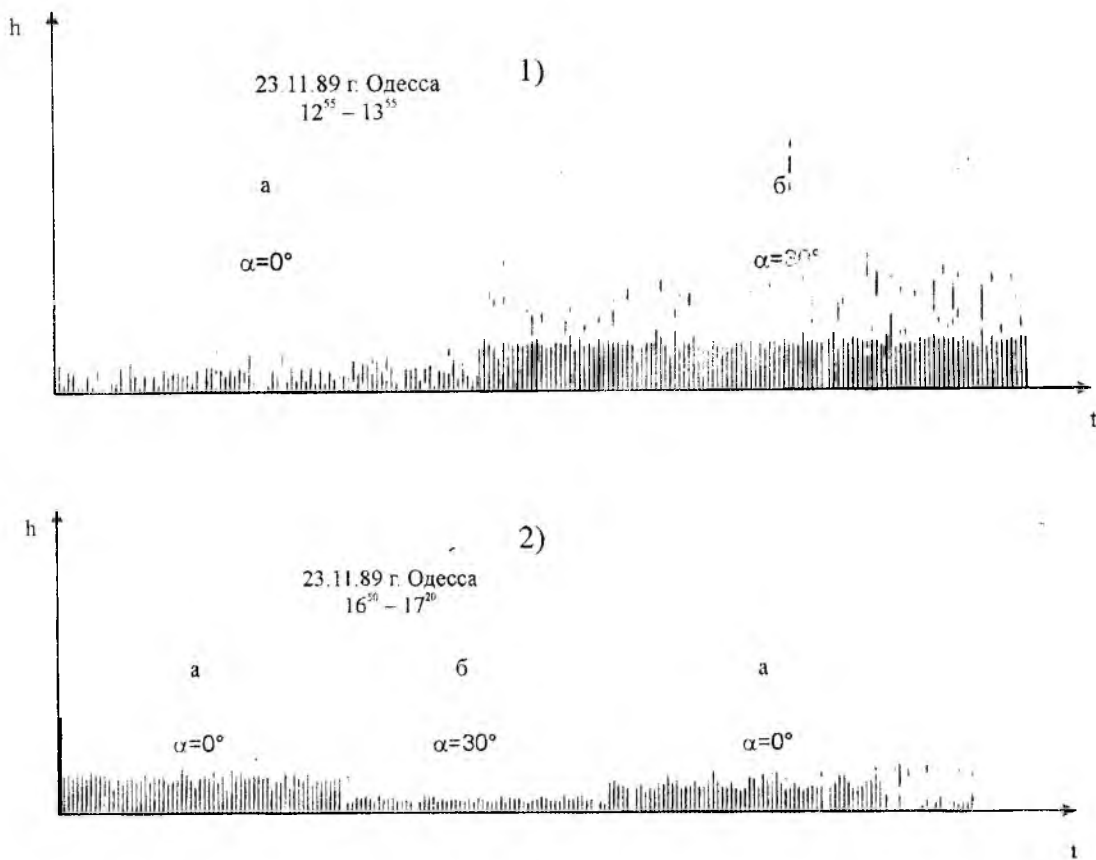


Рис. 7

4. Обсуждение результатов

Сравним представленные здесь данные с некоторыми данными других исследований, представленными в литературе.

Сначала сравним с нашими данными, полученными ранее без учета высотных изменений исследуемых параметров, однако полученными для нескольких параметров атмосферы одновременно.

В таблице 1 представлены результаты оценки анизотропии, полученные нами ранее [5, 7] одновременно для величин A_r , σ и C_T . Здесь A_r — среднеарифметическое значение измеренных амплитуд эхо-сигналов за временной измерительный интервал для углов $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 55^\circ$; σ — среднеквадратичное значение флуктуаций величины A_r за временной измерительный интервал для углов $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 55^\circ$; C_T — структурная характеристика флуктуаций величины A_r для углов $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 55^\circ$. Причем, величина C_T для каждого направления определялась из выражения $C_T^2 \Delta r^2 B = \overline{(A_{r1} - A_{r2})^2}$ при $\Delta r = 10$ м (здесь A_{r1} , A_{r2} — пульсационные значения этих величин в точках r_1 и r_2). K_a — коэффициент анизотропии, определяемый как отношение измеряемого параметра при угле $\alpha = 0^\circ$ к его значению, найденному для угла $\alpha = 55^\circ$.

Таблица 1

Дата и время эксперимента	Измеряемый параметр	Величина параметра		K_a	Высота зондирования
		$\alpha_1=0^\circ$	$\alpha_2=55^\circ$		
24.04.86 11 ²⁰	A_r	6,7	1,93	3,4	60-120 м
	σ	7,1	3,3	1,8	
	C_T	7,5	5,3	1,4	
14.05.86 10 ³⁰	A_r	3,66	1,1	3,3	60-120 м
	σ	2,65	1,33	2,0	
	C_T	7,2	2,8	2,5	

В табл. 1 представлены данные, полученные в двух экспериментах, проводившихся 24.04.86 и 14.05.86.

Как следует из табл. 1, в обоих экспериментах для всех параметров найденная величина K_a существенно отличается от единицы, что свидетельствует о сильной анизотропии этих параметров. Причем, хотя величина K для структурной функции характеризует неоднородности порядка 10 м, величина K , найденная для флуктуаций A_r , характеризует неоднородности несколько меньших размеров, а величина K , найденная для средних значений A_r , характеризует неоднородности, размеры которых равны ~8 см, однако все значения K имеют близкую величину, а для неоднородностей, размеры которых составляют ~8 см, величина K оказалась даже значительно больше остальных значений K .

В таблице 2 представлены результаты оценки коэффициента анизотропии для величин A_r и W , где A_r – среднеарифметическое значение величин A_r за измерительный интервал $\tau = 3$ мин; W – среднеквадратичное значение флуктуаций радиальной стороны ветра. Коэффициенты K_{A_r} и K_W получены для двух высотных интервалов ~34 м и 51 м по результатам акустического зондирования 2.06.1999 в 10^{20} по местному времени в двух направлениях: при $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 20^\circ$. Измерения проводились на акустическом локаторе на частоте 1 кГц (наблюдались температурные неоднородности ~17 см).

Таблица 2

Дата и время эксперимента	Измеряемый параметр	Величина параметра		K_a	Высота зондирования
		$\alpha_1=0^\circ$	$\alpha_2=20^\circ$		
2.06.99 10^{20}	A_r	417	550,5	0,76	34 м
	W	699,0	448,0	1,56	
10^{20}	A_r	193,3	457,2	0,47	51 м
	W	1026,0	869,4	1,18	

Как следует из табл. 2, наблюдаются одновременные изменения коэффициента анизотропии для двух различных параметров атмосферы: для пульсаций скорости ветра W и для температурных пульсаций. Поскольку величина K_W оказалась больше единицы, то, согласно [18], измерения можно отнести к неустойчивой стратификации, а в этом случае температурные неоднородности будут вытянуты в вертикальном направлении, что мы и наблюдали (т.к. K_{A_r} меньше единицы).

Таким образом, все полученные нами данные по оценке анизотропии свидетельствуют о существовании сильной анизотропии температурных неоднородностей, имеющих размеры 17 и 8 см.

Поскольку измерения коэффициентов анизотропии проводились на аппаратуре с различными техническими параметрами, на различных частотах зондирования (1 и 2 кГц), на различной местности и при различных погодных условиях, наблюдаемый эффект сильной анизотропии температурных неоднородностей, имеющих размеры ~8 и 17 см, нельзя отнести к аппаратному эффекту или эффекту местности и поэтому можно считать реально существующим эффектом.

Сравним полученные нами данные с данными других авторов.

В работе [4] представлены данные одновременных измерений C_n^2 (здесь C_n – структурная характеристика флуктуаций показателя преломления звуковой волны) с помощью содара, установленного у основания метеовышки, и базисных измерений C_T^2 с помощью двух разнесенных в горизонтальном направлении быстродействующих термометров с горизонтальной базой ~1м, установленных на метеовышке на высоте 80 м. Сравнивались одновременно измеренные на одной высоте величины C_n^2 и C_T^2 , и определялась величина $M=C_n^2/C_T^2$. Величина M согласно данным [4] изменяется в зависимости от температурной стратификации атмосферы, причем, для устойчивой стратификации величина $M>1$, для неустойчивой – $M<1$, а для безразличной – $M=1$. Величина M изменяется в пределах 0,3÷4. Полученные данные, видимо, можно отнести к температурным неоднородностям, размеры которых составляют ~1м.

На рис. 8 представлена зависимость средней мощности радиолокационного сигнала, принятого при обратном рассеянии от анизотропных неоднородностей, от угла зондирования γ (угол γ есть угол между вертикалью и направлением зондирования). Рисунок взят из работы [19]. Зондирование производилось на длине волны 6,5 м, высота зондирования ~17 км.

Как следует из рис. 8, величина мощности P существенно изменяется в зависимости от угла γ . Так, при отклонении от вертикали всего на 4° мощность рассеянного сигнала падает в несколько раз, что может указывать на существование сильной анизотропии неоднородностей, рассеивающих радиоволны, т.е. неоднородностей ~ 3 м.

Таким образом, полученные нами данные, свидетельствующие о существовании анизотропии температурных неоднородностей, размеры которых относятся к инерционной подобласти спектра, удовлетворительно согласуются с имеющимися в литературе экспериментальными данными и с гипотезой [2].

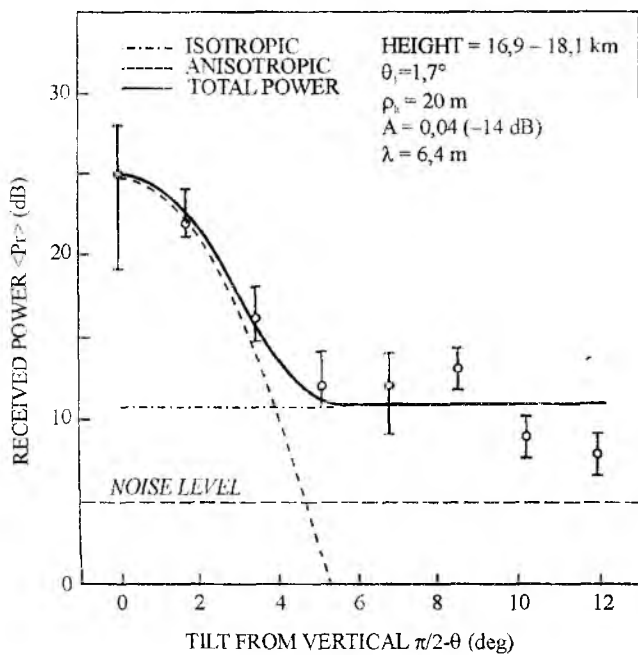


Рис. 8

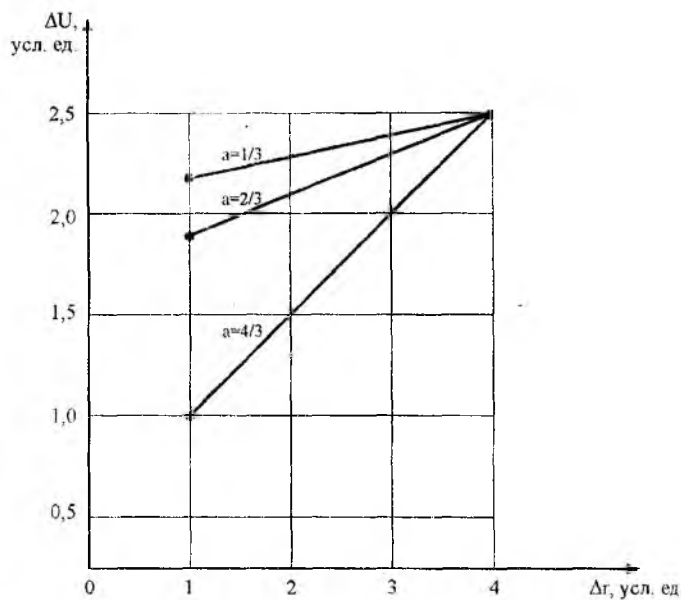


Рис. 9

Неожиданным здесь и новым является наличие столь сильной анизотропии неоднородностей таких размеров. Ведь установилось мнение о том, что анизотропия с уменьшением размеров неоднородностей должна уменьшаться и в инерционной подобласти должна исчезнуть [1].

Наблюдаемую в наших экспериментах столь сильную анизотропию температурных неоднородностей, имеющих размеры $8 \div 17$ см, и заведомо относящихся к инерционной подобласти спектра, можно объяснить, если допустить, для наглядности идеализированное, предположение о том, что вертикальные пульсации существуют изолированно от горизонтальных и между ними нет энергообмена или есть, но незначительный. В этом случае для горизонтальных пульсаций, поскольку на них не действуют архимедовы силы (архимедовы силы проявляются только при вертикальных перемещениях), для рассматриваемых размеров неоднородностей при каскадной передаче энергии от более крупных размеров к неоднородностям меньших размеров согласно [1] должен выполняться закон степени $2/3$. В то же время для вертикальных пульсаций, на которые действуют архимедовы силы, закон степени $2/3$ не будет выполняться. Причем, для них, для случая устойчивой стратификации, когда происходит потеря энергии на работу против архимедовых сил, показатель степени структурной функции " a " будет отличаться от закона степени $2/3$ в большую сторону, для неустойчивой стратификации, когда наблюдается приток энергии, показатель степени структурной функции " a " будет отличаться от $2/3$ в меньшую сторону. Сказанное здесь наглядно представлено на рис. 9, где изображены три структурные функции, имеющие показатели степени $a = 2/3$, $a > 2/3$ и $a < 2/3$, вернее, здесь представлены не сами структурные функции, а корень квадратный из структурной функции, что прямо характеризует величину пульсационной скорости для различных значений a . Функции приведены к одной исходной величине для одного и того же значения Δr . Из рис. 9 следует, что для случая устойчивой стратификации, когда $a > 2/3$, с уменьшением размера неоднородности различие между величиной вертикальных пульсаций (здесь структурная функция с показателем степени $a = 2/3$ представляет горизонтальную составляющую, а две других – вертикальные пульсации) и величиной горизонтальных пульсаций с уменьшением размера неоднородностей растет, и, следовательно, с умень-

шением размера неоднородностей будет расти анизотропия неоднородностей (отношение величины горизонтальной пульсации к величине вертикальной пульсации).

Для неустойчивой стратификации (когда $a < 2/3$) с уменьшением размера неоднородности различие между величиной вертикальных пульсаций и величиной горизонтальных пульсаций будет также расти, и, следовательно, будет расти анизотропия неоднородностей с уменьшением размера неоднородностей. Конечно, допустив для наглядности идеализированное предположение о том, что вертикальные пульсации существуют изолированно от горизонтальных и что между ними нет энергообмена, мы допустили не реальный случай. На самом деле между ними существует достаточно интенсивный энергообмен. Однако поскольку действие архимедовых сил проявляется на неоднородностях всех размеров, то это обстоятельство может привести к тому, что закон степени $2/3$ структурной функции для вертикальных пульсаций будет существенно искажаться и отличаться от степени $2/3$ в ту или иную сторону.

Таким образом, на основании приведенных выше рассуждений можно высказать гипотезу о том, что в температурно-стратифицированной атмосфере анизотропия температурных неоднородностей с уменьшением размера неоднородностей должна расти.

С высказанной гипотезой в удовлетворительном согласии находятся экспериментальные данные [5], где на основании полученных для различных углов зондирования α структурных функций поля скоростей найдена зависимость показателя степени структурной функции “ a ” от угла α . Экстраполяция полученной зависимости “ a ” = $f(\alpha)$ к горизонтальному направлению приводит к величине “ a ” $\approx 2/3$, а к вертикальному направлению – дает величину “ a ” $\approx 2,0$. Данные [5] получены для устойчивой стратификации. Эти данные являются первым подтверждением высказанной гипотезы.

В дальнейшем предполагается высказанную гипотезу проверить по данным акустического зондирования атмосферы.

Список литературы: 1. *Обухов А.М.* Турбулентность и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 413 с. 2. *Монин А.С.* О влиянии температурной стратификации среды на турбулентность // В кн. Труды междунар. коллоквиума “Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн”. М.: Наука. С. 113-119. 3. *Mongolsley T.J., Agimakopulos D.H., Labas G.G., Gaynor J.* A quantive comparison on horizontal and vertical acoustic sounding with ingitu measurements // *Boundary layer meteorology*. 1985, V. 33. P. 85-100. 0006-8314/85/15, 1985 by D. Reidel Publishing Company. 4. *Chen Jen Juon, Li Shinning, Ju Naiping*, 1984, V.8, №2, P. 153. 5. Результаты оценки анизотропии параметров атмосферы дистанционным зондированием / *Делов И.А.*; ХИРЭ, Харьков, 1987. 18 с. Рус. Деп. в Укр НИИНТИ 04.05.87 № 1354-УК-87. 6. *Delov I.A., Babkin S.I., Proshkin E.G.* To the question concerning the unisotropy of the atmospheric boundary layer // *Proc. 4th International symposium on Tropospheric Profiling: Needs and Technologies*. 1998. V.1, P.P. 76-78, September 21-25, 1998, Snoumass, Colorado, USA. 7. *Delov I.A., Babkin S.I., Proshkin E.G.* The regults of atmospheric unisotropy parameters estimation in boundary layer by remote acoustic sounding // *Proc. 10th International symposium on Acoustic Remote Sensing and Associated Techniques of the Atmosphere and Oceans*. Auckland, 2000. P. 278-280. 8. *Делов И.А.* Исследование нерегулярных движений в метеорной зоне верхней атмосферы радиолокационным методом базисных наблюдений метеорных следов: Дис... канд. техн. наук. Харьков, 1967. 190 с. 9. *Делов И.А.* Аппаратура и методика исследований нерегулярных движений в метеорной зоне // *Результаты исследований по международным геофизическим проектам “Исследование метеоров”*. М.: Наука, 1965. С.133-140. 10. Структура атмосферы на высоте 95-110 км по данным радионаблюдений метеорных следов. / *Делов И.А.*; ХИРЭ, Харьков, 1984. 20 с. Библиогр. 18 назв. Рук. Деп. в Укр НИИНТИ 15.07.84, № 1237-УК-84. 11. *Ламли Дж., Пановский Г.* Структура атмосферной турбулентности: Пер. с англ. М.: Мир, 1966. 98 с. 12. *Делов И.А.* Причины флуктуаций эффективной линейной плотности метеорных следов // *Изв. АН СССР. Геомагнетизм и аэрономия*. 1977. Т.17. С.762-764. 13. *Делов И.А.* Анизотропия параметров ионизованного метеорного следа, связанных с молекулярными процессами в атмосфере // *Изв. АН СССР. Геомагнетизм и аэрономия*. 1966. Т.26, №2. С.265-268. 14. *Делов И.А., Слитченко М.І.* Спосіб дистанційного визначення типу температурної стратифікації атмосфери за допомогою акустичного зондування атмосфери // Заявка №2001085539 від 03.08.2001. 15. *Делов И.А., Слитченко М.І.* Спосіб дистанційного виміру анізотропії інтенсивності і температурних пульсацій атмосфери за допомогою акустичного зондування // Заявка №2001085535 від 03.08.2001. 16. *Калистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустичное зондирование атмосферы. М: Наука, 1985. 197 с. 17. *Красненко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1986. 166 с. 18. *Hand H.* Acoustic sounder data as meteorological input in dispersion estimates. “Air-pollut Modeling and Appl”. Pra 13th Int Techn. Meet., He des Embilz., 14-17 Sept., 1982. NewYork, London, 1984. P. 425-437. Dvecuss, 438 (anri). 19. *Röttger J., Czechowsky P. and Schmidt G.* First low-power VHF radar observations of tropospheric, stratospheric and mesospheric winds and turbulence at the Arecibo Observatory, *J.Atmos. Terr. Phys.*, V.43, 1981. P.789-800.

В. П. ДЕДЕНОК, д-р техн. наук, Г. Н. ВАЛЕВАХИН, канд. техн. наук, А. А. ТКАЧЕНКО

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕВОЗМУЩЕННОЙ ОРБИТЫ КОСМИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА

При решении задачи определения движения космического объекта (КО) принято выделять два случая:

– первый – орбита наблюдаемого КО на интервале времени, предшествующему мерному интервалу, достаточно точно известна, и новые измерения используются для уточнения этой орбиты (задача уточнения орбиты);

– второй – никаких сведений об орбите наблюдаемого КО априори нет, и полученные измерения используются для ее определения (задача предварительного определения орбиты КО).

Задача предварительного определения орбиты решается, как правило, по результатам наблюдения КО на коротких (1-2 мин.) мерных интервалах. Принято считать [1], что для подавляющего большинства практических задач на этапе предварительного определения орбиты вполне достаточно принять кеплеровскую модель движения КО, т.е. считать, что КО рассматривается как материальная точка, которая движется по невозмущенной траектории под влиянием только центральной силы гравитационного притяжения без учета возмущающих факторов.

Традиционный подход к предварительному определению орбиты КО предполагает, что при обработке измерений на малых мерных интервалах принимается более простая, по сравнению с кеплеровской, модель движения КО – полиномиальная. Изменение каждой измеряемой координаты во времени полагается независимым и подчиняющимся полиномиальному закону. Для каждой измеряемой координаты оцениваются коэффициенты сглаживающих полиномов, угловые составляющие скорости уточняются за счет радиального ускорения. Вектор параметров орбиты КО в этом случае включает координаты положения (например, наклонная дальность, азимут, угол места) и соответствующие координаты скорости в станционной системе координат.

Упрощение модели движения при традиционном подходе означает, что часть информации о движении КО игнорируется и, как следствие, снижается точность определения орбиты. Это особенно существенно в случае длительных интервалов неконтролируемого движения КО, поскольку может приводить к невозможности решения последующих задач баллистико-навигационного обеспечения [2]. Такой случай характерен для создаваемой национальной системы контроля и анализа космической обстановки. Возможности ее средств по получению координатной информации о пролетающих КО таковы, что интервалы неконтролируемого движения могут составлять несколько витков полета, например, для национального КА «Сич-1» это 6-7 витков.

Один из возможных подходов, позволяющий снизить потери информации при обработке результатов наблюдений и, соответственно, повысить точность определения орбиты КО, заключается в том, что принимается кеплеровская модель движения, и измерения обрабатываются совместно с учетом закономерностей невозмущенного орбитального движения (законов Кеплера), а именно:

– движение КО происходит в постоянной (невращающейся) плоскости, проходящей через центр Земли;

– в плоскости орбиты траектория КО представляет собой кривую второго порядка, в одном из фокусов которой находится центр Земли;

– орбитальное движение КО происходит с постоянной секториальной скоростью, т.е. за равные промежутки времени радиус-вектор КО ометает равные площади.

– Из теории невозмущенного движения [3] известно, что орбита КО полностью определяется шестью взаимонезависимыми параметрами. Обычно вектор параметров орбиты включает:

– начальные условия замкнутой системы дифференциальных уравнений невозмущенного движения: вектор положения \mathbf{R} и вектор скорости \mathbf{V} КО в некоторой системе координат на определенный момент времени;

– первые интегралы замкнутой системы дифференциальных уравнений невозмущенного движения, например, векторный интеграл площадей $\mathbf{C}=\mathbf{R}\times\mathbf{V}$ и интеграл Лапласа $\mathbf{f}=\mathbf{V}\times\mathbf{C}-\frac{\mu\mathbf{R}}{|\mathbf{R}|}$, где μ

– гравитационный параметр. Вектор \mathbf{C} является нормалью к плоскости орбиты, а его модуль определяет размеры орбиты. Вектор \mathbf{f} лежит в плоскости орбиты и направлен в ее перигеум, т.е. он определяет ориентацию орбиты в плоскости, а его модуль определяет форму орбиты;

– кеплеровские элементы орбиты, определяющие ее размеры и форму, положение в пространстве и положение КО на орбите (большая полуось или фокальный параметр, эксцентриситет, наклонение, долгота восходящего узла, аргумент перигея или аргумент широты, время прохождения перигея).

Все эти векторы однозначно связаны между собой и, зная один из них, всегда можно определить любой орбитальный параметр. Однако, если ни один из этих векторов не задан полностью, то восстановить все орбитальные характеристики невозможно. Такая ситуация может возникать при предварительном определении движения КО, когда, например, известны результаты наблюдений и параметры плоскости орбиты. В этом случае практический интерес представляет вопрос – при каком наборе параметров могут быть восстановлены все орбитальные характеристики?

Одним из возможных наборов параметров, который позволит однозначно определить орбиту является следующий:

– интеграл площадей S , определяющий положение плоскости орбиты КО в пространстве, а также некоторые параметры кривой второго порядка, вдоль которой движется КО;

– вектор положения \mathbf{R} в инерциальной системе координат;

– значение радиальной скорости \dot{D} КО относительно наземного измерительного пункта (НИП), для которого известны координаты положения \mathbf{R}_H и скорости \mathbf{V}_H в инерциальной системе координат.

Чтобы это показать, найдем недостающий для полного восстановления орбиты вектор скорости КО \mathbf{V} .

Вектор дальности \mathbf{D} от НИПа до КО в инерциальной системе координат определяется как векторная разность вектора положения КО и вектора положения НИП:

$$\mathbf{D} = \mathbf{R} - \mathbf{R}_H.$$

Дифференцируя это выражение по времени, получим выражение для скорости изменения вектора дальности до КО от НИП:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} = \dot{\mathbf{D}} = \mathbf{V} - \mathbf{V}_H. \quad (1)$$

Измеряемое НИПом значение радиальной скорости \dot{D} определяется проекцией вектора $\dot{\mathbf{D}}$ на \mathbf{D} :

$$\dot{D} = \frac{\mathbf{D}\dot{\mathbf{D}}}{D},$$

где $D = |\mathbf{D}|$. Это выражение с учетом (1) преобразуем к виду:

$$\mathbf{V}\mathbf{D} - (\mathbf{V}_H\mathbf{D} + D\dot{D}) = 0. \quad (2)$$

Вектор скорости \mathbf{V} в плоскости орбиты раскладывается на радиальную \mathbf{V}_R и трансверсальную \mathbf{V}_N составляющие:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_R + \mathbf{V}_N. \quad (3)$$

Вектор \mathbf{V}_R направлен вдоль радиус-вектора КО \mathbf{R} , поэтому их векторное произведение равно нулю:

$$\mathbf{V}_R \times \mathbf{R} = 0,$$

или, с учетом (3):

$$(\mathbf{V} - \mathbf{V}_N) \times \mathbf{R} = 0 \quad (4)$$

Вектор скорости КО \mathbf{V} в инерциальной системе координат теперь можно найти, решив систему уравнений

$$\begin{cases} \mathbf{V}\mathbf{D} = \mathbf{V}_N\mathbf{D} + D\dot{D} \\ (\mathbf{V} - \mathbf{V}_N) \times \mathbf{R} = 0 \end{cases} \quad (5)$$

Первое уравнение системы (5) является уравнением плоскости, перпендикулярной вектору \mathbf{D} , в которой лежит конец вектора \mathbf{V} , второе уравнение является уравнением прямой с направляющим вектором \mathbf{R} , на которой лежит конец искомого вектора \mathbf{V} . Решение системы (5) имеет вид:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_N - k \cdot \mathbf{R}, \quad (6)$$

где $k = \frac{D\mathbf{V}_N - (D\mathbf{V}_H + D\dot{D})}{D\mathbf{R}}$.

В этом решении не определен вектор \mathbf{V}_N . Его можно представить как произведение орта \mathbf{V}_{N0} на модуль $V_N = |\mathbf{V}_N|$:

$$\mathbf{V}_N = V_N \cdot \mathbf{V}_{N0}. \quad (7)$$

С учетом того, что V_N перпендикулярен к R и лежит в плоскости орбиты с нормалью C , орт V_{N0} можно задать как нормированное векторное произведение интеграла площадей и вектора положения КО:

$$V_{N0} = \frac{C \times R}{CR}, \quad (8)$$

где $C = |C|$, $R = |R|$. Особо следует отметить порядок сомножителей векторного произведения в числителе. При другом порядке перемножения будет неверно определено направление орта V_{N0} . Модуль V_N определяется известной из теории невозмущенного движения формулой:

$$V_N = \frac{C}{R}. \quad (9)$$

С учетом (8) и (9) преобразуем выражение (7):

$$V_N = \frac{C}{R^2} C \times R.$$

Определив вектор V_N , находим по (6) вектор скорости КО V . Теперь имеем известные вектор положения и вектор скорости КО в инерциальной системе координат, что позволяет полностью восстановить все орбитальные характеристики КО.

Предложенный способ задания орбиты предполагает знание семи параметров: трех составляющих вектора площадей, трех составляющих вектора положения и значения радиальной скорости относительно НИПа. В то же время, как уже отмечалось, орбита КО полностью определяется шестью взаимонезависимыми параметрами. Избыточность параметров связана с тем, что вектор положения, заданный тремя проекциями на оси инерциальной системы координат, взаимосвязан с параметрами плоскости орбиты, определяемыми интегралом площадей и может быть задан двумя координатами в плоскости орбиты, нормалью которой является векторный интеграл площадей. Однако использование двумерного вектора положения приводит к существенному усложнению решения задачи и ухудшению наглядности получаемых выражений нахождения вектора скорости.

Геометрический смысл решения системы (5) заключается в определении координат точки пересечения плоскости, заданной уравнением (2) и прямой, заданной уравнением (4). Начало координат (точка O на рис. 1 и 2) поместим в центр масс КО. Уравнение (4) является уравнением прямой, лежащей в плоскости орбиты, параллельной направляющему вектору R и проходящей через конец вектора V_N (точка A на рис. 1). На этой прямой лежит конец искомого вектора V (точка B на рис. 1).

Уравнение (2) задает плоскость α (рис. 2), перпендикулярную вектору D и лежащую на расстоянии $OC = - (V_N D + D \dot{D})$ от начала координат. В этой плоскости лежит конец искомого вектора V (точка B на рис. 2).

Прямая AB (рис. 1) пересекает плоскость α (рис. 2) в точке B . Решая систему (5), мы находим координаты точки B , т.е. точки пересечения прямой AB (рис. 1) с плоскостью α (рис. 2), тем самым определяя вектор V .

В практических приложениях предложенная система параметров орбиты может быть использована при решении задач определения внутриплоскостного движения КО по результатам измерений НИПами координат положения и радиальной скорости.

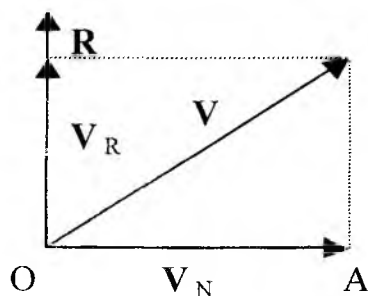


Рис. 1

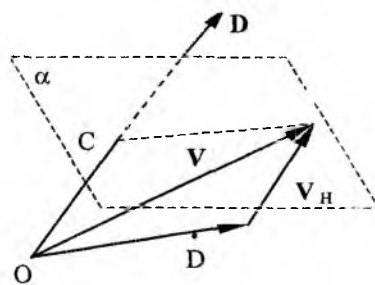


Рис. 2

Список литературы: 1. Саврасов Ю.С. Методы определения орбит космических объектов. М.: Машиностроение, 1981. 174 с. 2. Деденок В.П., Ткаченко А.А., Кочура В.А., Махонин Е.И. Анализ подходов к предварительному этапу обработки измерений. Сб. Науч. Трудов. Информационные системы. Вып 1 (12). Харьков: НАНУ, ПАНИ, ХВУ. 1999. С. 34-37. 3. Дубошин Г.Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. М.: Наука, 1975. 800 с.

О ВОЗМОЖНОСТИ УЛУЧШЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННЫХ КОММУТАТОРОВ В РАДИОЛОКАТОРАХ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

1. Особенностью измерений параметров ионосферы методом некогерентного рассеяния (НР) выше максимума ионизации является значительное падение мощности сигнала НР с высотой:

$$P_c(h) \approx \frac{n_e(h)}{1 + t(h)} / h^2$$

где n_e и t – электронная концентрация и отношение температур электронов и ионов.

Сигнал НР на больших высотах (2000-3000 км) имеет уровень существенно ниже шумов системы, который в диапазоне УКВ определяется шумами антенны и входными цепями приемника. Дисперсия шума, которую снижают увеличением длительности сеанса измерений, и определяет верхнюю границу исследований, если шум является стационарным. Однако не исключены случаи, когда оконечные каскады импульсного радиопередающего устройства становятся источником высокочастотного шума, обусловленного переходными процессами в анодном модуляторе. Этот шум, накладываясь через антенный коммутатор (АК) "прием-передача" на общий шум системы, может существенно исказить результаты измерений.

Обычно используемый балансный АК "прием-передача" [1]¹ представляет собой последовательное соединение двух волноводно-щелевых мостов (ВЦМ) с волноводными секциями с разрядниками между ними. Используя матрицу рассеяния для ВЦМ, можно получить матрицу рассеяния антенного коммутатора для режима "прием"

$$S_u = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad S_p = \begin{bmatrix} 0 & s_{12} & s_{13} & s_{14} \\ s_{21} & 0 & s_{23} & s_{24} \\ s_{31} & s_{32} & 0 & s_{34} \\ s_{41} & s_{42} & s_{43} & 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

идеальная *реальная*

Эти матрицы соответствуют подключению передатчика и антенны соответственно к сечениям 1 и 2 (рис. 1).

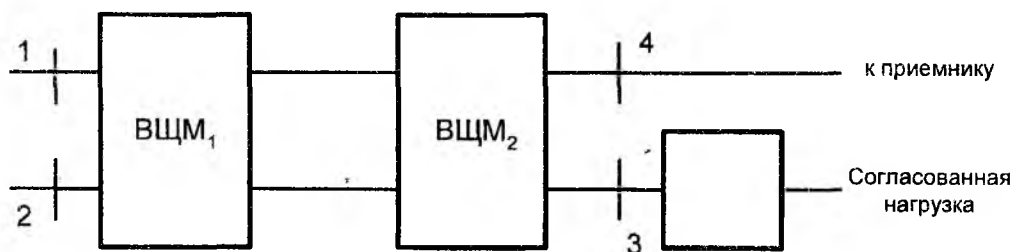


Рис. 1

Модули коэффициентов передачи s_{13} , s_{24} , s_{31} и s_{42} близки к единице, отличие от нуля остальных определяется спецификой работы волноводно-щелевых мостов и погрешностями изготовления АК в целом.

В режиме "прием" трансонированный вектор воздействия и соответствующие ему компоненты вектора откликов имеют вид

$$\begin{aligned} A_1 &= (a_1, a_2, 0, 0); \\ b_3 &= s_{31}a_1 + s_{32}a_2; \\ b_4 &= s_{41}a_1 + s_{42}a_2, \end{aligned}$$

¹ Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М: Высш. шк., 1988. с.432

где a_1 – паразитный высокочастотный шум передатчика в межпультный период, $a_2 = u_c + u_{ша}$ – сигнал НР в сумме с шумами антенны. Шум передатчика a_1 определяется схемными решениями модулятора передатчика и его техническим состоянием. Можно добиться, чтобы уровень составляющей $s_{41}a_1$ был примерно на порядок ниже уровня шумов антенны, что в обычной радиолокации вполне приемлемо. Но даже в этом случае составляющая $s_{41}a_1$ на больших высотах сопоставима с сигналом НР. Она носит периодический характер (как правило, нарастает к концу развертки) и нестационарна. Эти обстоятельства снижают достоверность результатов ионосферных наблюдений. Отсюда возникает необходимость контроля, который осложняется тем, что на фоне шумов системы эта добавка практически не поддается выделению. Таким образом, задача получения достоверных результатов ионосферных измерений на больших высотах сводится к увеличению развязки между приемником и передатчиком в межпультный период.

Обратимся к выражениям (2). Подавляющая доля шума передатчика выделяется в согласованной нагрузке, так как

$$|s_{31}| \approx 1 \text{ и } |s_{34}| \ll 1,$$

следовательно,

$$|s_{41}a_1| \ll |s_{31}a_1|. \tag{3}$$

Аналогично

$$|s_{32}a_2| \ll |s_{42}a_2|. \tag{3,a}$$

Для простоты рассуждений представим сначала, что спектр a_1 содержит только составляющую на рабочей частоте. Тогда $|s_{41}a_1|$ и $|s_{31}a_1|$ – амплитуды когерентных колебаний, и это подсказывает способ подавления составляющей $s_{41}a_1$ – например, с помощью дополнительной схемы (рис. 2), в которую входят четырехполюсник с комплексным коэффициентом передачи k и направленный ответвитель (НО).

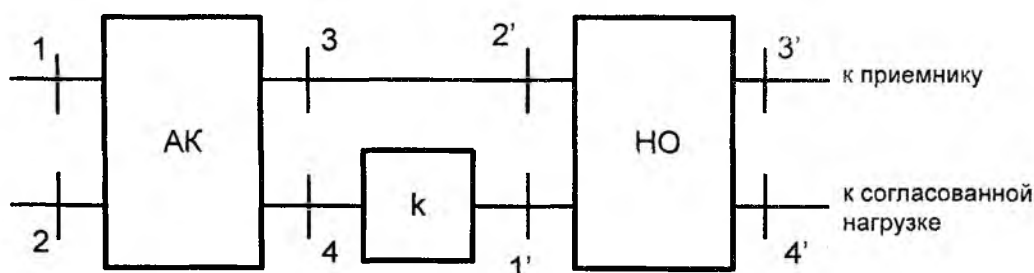


Рис.2

Для направленного ответвителя без потерь матрица рассеяния

$$S_{НО} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \alpha & j\beta \\ 0 & 0 & j\beta & \alpha \\ \alpha & j\beta & 0 & 0 \\ j\beta & \alpha & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \alpha^2 + \beta^2 = 1$$

С учетом соотношения между составляющими (3, 3a) транспонированный вектор воздействия для НО принимает вид

$$A_i = (ks_{31}a_1, s_{41}a_{41}, 0, 0). \tag{4}$$

Находим отклик для сечения 3':

$$b_3 = ks_{31}\alpha a_1 + j\beta s_{41}a_1 \tag{5}$$

и условие подавления паразитного сигнала:

$$ks_{31}\alpha + js_{41}\sqrt{(1-\alpha^2)} = 0. \quad (6)$$

Выражения (5,6) показывают, что полное подавление паразитного сигнала в приемном тракте достигается при равенстве амплитуд противофазных колебаний, поступивших в НО непосредственно с АК и через четырехполосник k . Следовательно, четырехполосник должен выполнять функции регулируемых аттенюатора и фазовращателя.

Ширина спектра шумов передатчика определяется полосой пропускания оконечных каскадов передатчика. Полоса пропускания приемного тракта составляет величину порядка 10^{-5} от фиксированной и высокостабильной рабочей частоты. При таких соотношениях выражение (6) применимо и к реальным условиям. Анализ показывает, что существует возможность подавления паразитного сигнала практически без увеличения шумовой температуры системы в целом. С этой позиции значение параметра α , определяющего переходное ослабление направленного ответвителя, выбирается лишь незначительно больше отношения $|s_{41}|/|s_{31}|$ с тем, чтобы равенство

$$|k|\alpha\sqrt{(1-\alpha^2)} = \frac{|s_{41}|}{|s_{31}|} \quad (7)$$

выполнялось при изменении модуля коэффициента передачи в пределах 0,8 – 1. Если значение α выбрано, то параметры четырехполосника устанавливаются экспериментально по максимальному подавлению поданного в передающий тракт контрольного сигнала при измерениях его уровня на выходе приемника.

2. Важнейшей функцией антенных коммутаторов является защита входных цепей приемника при излучении. При идеальных волноводно-щелевых мостах эффективность защиты зависит от качества разрядников и идентичности их характеристик.

В режиме "передача" схема АК эквивалентна представленной на рис. 3:

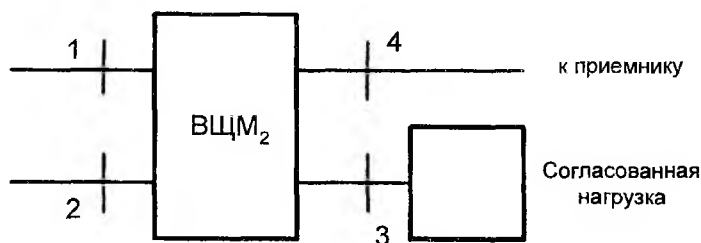


Рис. 3

Транспонированный вектор воздействия, действующий на ВЦМ₂ при излучении, имеет вид:

$$A_t = \frac{a_1}{\sqrt{2}}(jg_1, g_2, 0, 0),$$

где a_1 – комплексная амплитуда излучаемого сигнала, g_1, g_2 – коэффициенты передачи ионизированных разрядников; их идеальные значения $g_1 = g_2 = 0$. Компоненты вектора откликов

$$b_3 = j\frac{a_1}{2}(g_1 + g_2) \quad b_4 = j\frac{a_1}{2}(-g_1 + g_2).$$

Анализ реальных ситуаций показывает, что компонента b_4 много меньше, чем b_3 , и соотношение между этими компонентами примерно такое же, как и в рассмотренном выше случае: оно лишь усугубляется при неидентичности разрядников. Следовательно, уровень просачивающейся при излучении СВЧ-мощности можно уменьшить применением схемы, аналогичной приведенной на рис. 2

3. Если требования к развязке между приемником и передатчиком не слишком высоки (например, отсутствуют шумы оконечных каскадов передатчика), то параметры схемы на рис. 2 при отладке подбираются так, чтобы подавить просачивающийся зондирующий сигнал.

Напрашивается и вариант параллельного включения двух схем: одна из них с помощью коммутации диодов работает при излучении, другая – включается сразу после прохождения зондирующего импульса.

Таким образом, в реальных условиях ионосферных измерений методом НР (фиксированная рабочая частота, узкополосный зондирующий сигнал) имеется вполне осуществимая возможность улучшения характеристик типовых антенных коммутаторов.

*Национальный технический университет "ХПИ"
Харьковский национальный университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 22.06.2001

МЕТОДИКА УЧЕТА ВЛИЯНИЯ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ИЗМЕРЕННУЮ ПОЛЯРИЗАЦИОННУЮ МАТРИЦУ РАССЕЯНИЯ ОБЪЕКТА

В настоящее время большой интерес вызывает решение задачи радиолокационного обнаружения объектов на фоне подстилающей поверхности (ПП). Эта задача актуальна как в военной, так и в гражданской областях применения.

Традиционно обнаружение объектов на фоне ПП осуществляется преимущественно с помощью систем селекции движущихся целей (СДЦ). Работа аппаратуры СДЦ основана на анализе частотных различий сигналов, отраженных от лоцируемых объектов и ПП. Существенным недостатком систем СДЦ является то, что практически невозможно обнаруживать малоразмерные неподвижные и малоскоростные цели. В этой связи, для решения задачи обнаружения объектов на фоне ПП, целесообразно предложить метод полного поляризационного зондирования пространства (ППЗП) [1]. Этот метод лишен основного недостатка систем СДЦ, так как основан на анализе поляризационных различий полезного и мешающих принятых сигналов.

Для решения задачи обнаружения аэродинамических объектов на фоне ПП при использовании метода ППЗП необходимо определить, как происходит формирование измеряемого значения поляризационной матрицы рассеяния (ПМР) цели $\dot{S}_{изм}$ с учетом влияния ПП. Для того чтобы решить эту задачу, рассмотрим однопозиционную РЛС, осуществляющую ППЗП (рис. 1). Пусть РЛС облучает цель, летящую на малой высоте. Цель находится в главном лепестке диаграммы направленности антенны РЛС. На рис. 1 также представлены основные пути распространения излученной РЛС и отраженной от цели и ПП электромагнитной волны (ЭМВ).

Так как метод ППЗП предполагает излучение двух ортогональных сигналов на двух ортогональных поляризациях, то принятый РЛС сигнал можно записать в виде [2]:

$$\dot{E}1_{пр} = \dot{S}_{изм} \cdot e^{j\omega t} \cdot \dot{E}1_{изл}; \quad (1)$$

$$\dot{E}2_{пр} = \dot{S}_{изм} \cdot e^{j\omega t} \cdot \dot{E}2_{изл}, \quad (2)$$

где $\dot{E}1_{изл}, \dot{E}2_{изл}$ – излученные ортогональные сигналы; $\dot{E}1_{пр}, \dot{E}2_{пр}$ – принятые сигналы; $\dot{S}_{изм}$ – измеренное значение поляризационной матрицы рассеяния цели; $e^{j\omega t}$ – фазовый множитель, обусловленный временем распространения ЭМВ.

Для получения значения измеренной ПМР цели $\dot{S}_{изм}$ рассмотрим основные пути распространения ЭМВ от РЛС до цели и обратно.

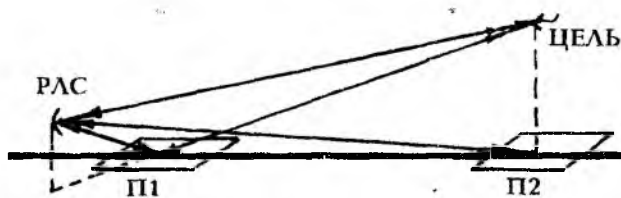


Рис. 1



Рис. 2

На рис. 2 представлен первый путь прохождения сигнала. Как видно, цель напрямую облучается сигналом, излученным РЛС. Отраженный сигнал поступает непосредственно в приемник РЛС. Для рассматриваемого случая принятый сигнал равен:

$$\dot{E}1_{пр1} = \dot{S}_{ц1} \cdot e^{j\omega t_1} \cdot \dot{E}1_{изл}; \quad (3)$$

$$\dot{E}2_{пр1} = \dot{S}_{ц1} \cdot e^{j\omega t_1} \cdot \dot{E}2_{изл}, \quad (4)$$

где $\dot{S}_{ц1}$ – ПМР цели для 1-го варианта прохождения сигнала; t_1 – суммарное время распространения ЭМВ для рассматриваемого случая.

На рис. 3 представлен второй путь прохождения сигнала. Видно, что цель облучается непосредственно РЛС, отраженный от цели сигнал поступает в приемник после переотражения от участка П1. В этом случае принятый сигнал имеет вид:

$$\dot{E} 1_{np 2} = \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_{ц2} \cdot e^{j\omega t_2} \cdot \dot{E} 1_{изл} ; \quad (5)$$

$$\dot{E} 2_{np 2} = \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_{ц2} \cdot e^{j\omega t_2} \cdot \dot{E} 2_{изл} , \quad (6)$$

где $\dot{S}_{ц2}$ – ПМР цели для 2-го варианта прохождения сигнала; $\dot{S}_{П1}$ – ПМР участка П1; t_2 – суммарное время распространения ЭМВ для рассматриваемого варианта прохождения сигнала.

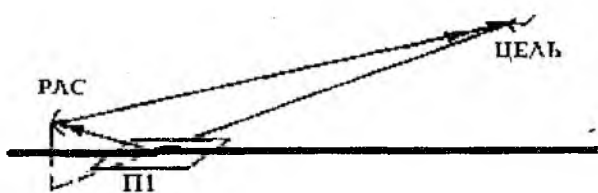


Рис. 3

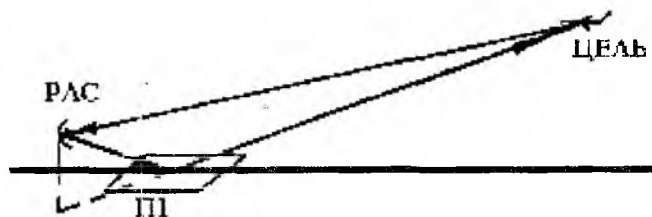


Рис. 4

На рис. 4 представлен третий вариант прохождения сигнала. Здесь излученный РЛС сигнал после переотражения от П1 облучает цель, а отраженный сигнал от цели поступает непосредственно в приемник РЛС. Таким образом, принятый сигнал имеет вид:

$$\dot{E} 1_{np 3} = \dot{S}_{ц3} \cdot \dot{S}_{П1}^T \cdot e^{j\omega t_2} \cdot \dot{E} 1_{изл} ; \quad (7)$$

$$\dot{E} 2_{np 3} = \dot{S}_{ц3} \cdot \dot{S}_{П1}^T \cdot e^{j\omega t_2} \cdot \dot{E} 2_{изл} , \quad (8)$$

где $\dot{S}_{ц3}$ – ПМР цели для 3-го варианта прохождения сигнала.

Использование в качестве ПМР ПП1 $\dot{S}_{П1}^T$ обусловлено принципом взаимности, так как переотражение осуществлено от одного участка ПП1, но рассматриваются противоположные направления облучения и приема в сравнении со 2-м вариантом распространения ЭМВ [2].

На рис. 5 представлен четвертый вариант распространения ЭМВ. В этом случае излученный РЛС сигнал, переотражаясь от участка П1, облучает цель, а отраженный от цели сигнал, переотражаясь от участка П1, поступает в приемник РЛС. Для этого варианта выражение для принятого сигнала будет иметь вид:

$$\dot{E} 1_{np 4} = \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_{ц4} \cdot \dot{S}_{П1}^T \cdot e^{j\omega t_3} \cdot \dot{E} 1_{изл} ; \quad (9)$$

$$\dot{E} 2_{np 4} = \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_{ц4} \cdot \dot{S}_{П1}^T \cdot e^{j\omega t_3} \cdot \dot{E} 2_{изл} , \quad (10)$$

где $\dot{S}_{ц4}$ – ПМР цели для 4-го варианта распространения ЭМВ.

Однако, наряду с этим, в приемник РЛС поступает сигнал, отраженный от участка П2 (см. рис. 6):

$$\dot{E} 1_{np 5} = \dot{S}_{П2} \cdot e^{j\omega t_4} \cdot \dot{E} 1_{изл} ; \quad (11)$$

$$\dot{E} 2_{np 5} = \dot{S}_{П2} \cdot e^{j\omega t_4} \cdot \dot{E} 2_{изл} , \quad (12)$$

где $\dot{S}_{П2}$ – ПМР участка ПП П2

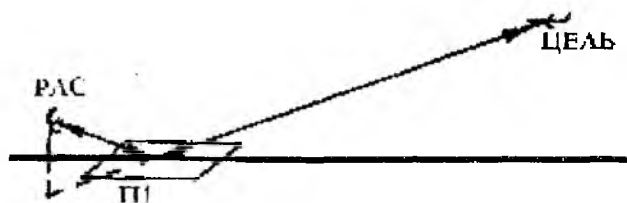


Рис. 5

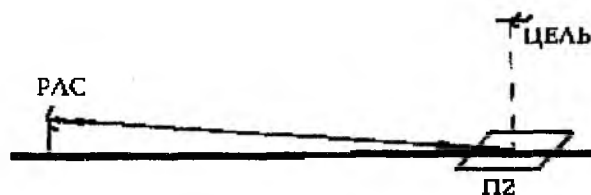


Рис. 6

Полный принятый РЛС сигнал, с учетом линейности приемного канала, может быть представлен в виде алгебраической суммы принятых сигналов рассмотренных частных вариантов распространения ЭМВ (3) – (12):

$$\dot{E}_{1np} = [\dot{S}_{y1} \cdot e^{j\omega t_1} + (\dot{S}_{y2} \cdot \dot{S}_{П1}^T + \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_{y3}) \cdot e^{j\omega t_2} + \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_{y4} \cdot \dot{S}_{П1}^T \cdot e^{j\omega t_3} + \dot{S}_{П2} \cdot e^{j\omega t_4}] \cdot \dot{E}_{1из}, \quad (13)$$

$$\dot{E}_{2np} = [\dot{S}_{y1} \cdot e^{j\omega t_1} + (\dot{S}_{y2} \cdot \dot{S}_{П1}^T + \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_{y3}) \cdot e^{j\omega t_2} + \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_{y4} \cdot \dot{S}_{П1}^T \cdot e^{j\omega t_3} + \dot{S}_{П2} \cdot e^{j\omega t_4}] \cdot \dot{E}_{2изл}. \quad (14)$$

Следует отметить, что смысл ПМР $\dot{S}_{П1}$ и ПМР $\dot{S}_{П2}$ различен. Это видно из представленных рис. 1 – 6. Видно, что $\dot{S}_{П2}$ – ПМР характеризующая отражение от ПП П2, а $\dot{S}_{П1}$ – ПМР характеризующая переотражения от участка П1.

В общем случае матрицы $\dot{S}_{y1}, \dot{S}_{y2}, \dot{S}_{y3}, \dot{S}_{y4}$ – различны. Это видно из рис.2 – 5, так как в 1-м и 4-м случаях отраженный от цели сигнал поступает с различных направлений по углу места цели, а во 2-м и 3-м случаях можно говорить о случае разнесенной локации и, как следствие, о принципе взаимности [2], то есть

$$\dot{S}_{y2} = \dot{S}_{y1}^T. \quad (15)$$

На практике для низколетящих целей участки П1 и П2 находятся в главном луче диаграммы направленности антенны РЛС, т.е. угол α (рис. 7) меньше ширины диаграммы направленности антенны РЛС. Отражение от цели в рассматриваемых вариантах происходит в пределах одного лепестка диаграммы обратного вторичного излучения цели, т.е. угол β (рис.7) меньше ширины лепестка диаграммы обратного вторичного излучения цели. Это подтверждают проведенные расчеты. Таким образом, можно считать, что

$$\dot{S}_{y1} = \dot{S}_{y2} = \dot{S}_{y3} = \dot{S}_{y4}. \quad (16)$$

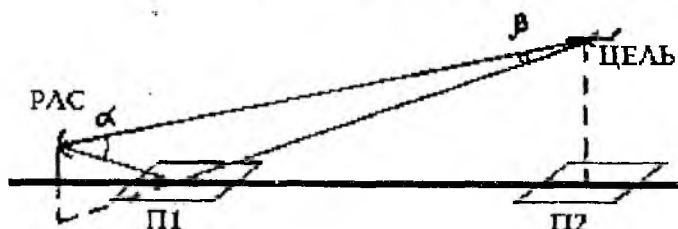


Рис. 7

В этом случае (13) и (14) можно записать в виде:

$$\dot{E}_{1np} = [\dot{S}_y \cdot e^{j\omega t_1} + (\dot{S}_y \cdot \dot{S}_{П1}^T + \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_y) \cdot e^{j\omega t_2} + \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_y \cdot \dot{S}_{П1}^T \cdot e^{j\omega t_3} + \dot{S}_{П2} \cdot e^{j\omega t_4}] \cdot \dot{E}_{1из}; \quad (17)$$

$$\dot{E}_{2np} = [\dot{S}_y \cdot e^{j\omega t_1} + (\dot{S}_y \cdot \dot{S}_{П1}^T + \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_y) \cdot e^{j\omega t_2} + \dot{S}_{П1} \cdot \dot{S}_y \cdot \dot{S}_{П1}^T \cdot e^{j\omega t_3} + \dot{S}_{П2} \cdot e^{j\omega t_4}] \cdot \dot{E}_{2изл}. \quad (18)$$

После простых математических преобразований (17) и (18) принимает вид:

$$\dot{\vec{E}}_{1np} = \left[\left(I + \dot{S}_{П1} \cdot e^{-j\psi} \right) \cdot \dot{S}_y \cdot e^{jk2D_1} \cdot \left(I + \dot{S}_{П1} \cdot e^{-j\psi} \right)^T + \dot{S}_{П2} \cdot e^{jk2D_2} \right] \cdot \dot{\vec{E}}_{изл}; \quad (19)$$

$$\dot{\vec{E}}_{2np} = \left[\left(I + \dot{S}_{П1} \cdot e^{-j\psi} \right) \cdot \dot{S}_y \cdot e^{jk2D_1} \cdot \left(I + \dot{S}_{П1} \cdot e^{-j\psi} \right)^T + \dot{S}_{П2} \cdot e^{jk2D_2} \right] \cdot \dot{\vec{E}}_{из}, \quad (20)$$

где D_1 – наклонная дальность до цели (рис.7); D_2 – наклонная дальность до участка П2; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ –

волновое число; $\psi = kD \cdot \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4h_a}{D} \cdot \sin \varepsilon + \frac{4h_a^2}{D^2}} \right)$; h_a – высота антенны, ε – угол места цели.

Из построений (рис.1) видно, что отраженный от П2 сигнал присутствует в приемнике РЛС всегда. Следовательно, можно измерить характеристики этого участка заранее. Вместе с тем, помеховая составляющая от П1 появляется при наличии цели. В этой связи в (19) и (20) можно скомпенсировать влияние П2. Таким образом, влияние участка П1 можно представить в виде:

$$\dot{S}_{np} = \dot{P}_{np} \cdot \dot{S}_y \cdot e^{jk2D} \cdot \dot{P}_{np}^T, \quad (21)$$

где S_n – преобразованная ПМР цели; $\dot{P}_{np} = I + \dot{S}_{П1} \cdot e^{-j\psi}$ – матрица преобразования.

Таким образом, представлен один из возможных вариантов учета влияния ПП на измеряемую ПМР цели. Выражения (19) и (20) могут быть использованы при оценках влияния ПП на измеренную ПМР цели.

Список литературы: 1. Мартыничук А. А., Зубрицкий Г.Н., Храбростин Б.В. Применение метода полного поляризационного зондирования в РЛС // Сб. науч. трудов 6 Межд. Науч. Конф. Харьков: изд. ХГПУ, 1998. Вып.6, Ч.1. С. 351-354. 2. Канарейкин Д. Б., Павлов Н. Ф., Потехин В. А. Поляризация радиолокационных сигналов. М.: Сов. радио, 1966. 440 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 10.07.2001

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ МЕШАЮЩИЕ ОТРАЖЕНИЯ ОТ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРИЗЕМНОЙ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Анализ требуемой для контроля при малых углах скольжения воздушной обстановки показывает, что современные радиолокационные средства обзора пространства осуществляют обнаружение, классификацию и сопровождение низколетящих летательных аппаратов на фоне маскирующих (мешающих) отражений и переотражений от неоднородностей атмосферы, приземных объектов и подстилающей поверхности. Поэтому подобные воздушные объекты, как правило, становятся малозаметными (МЗО) и улучшения наблюдаемости их радиолокационными средствами можно добиться применением эффективных средств и процедур выделения слабых сигналов на фоне мешающих отражений от неоднородностей приземной окружающей среды.

Особенностью мешающих отражений от неоднородностей приземной окружающей среды при малых углах скольжения является их дискретный пространственно-временной характер, проявляющийся в наличии в отдельных или нескольких ячейках разрешения коротко- и достаточно долгоживущих (от 0,1 с. до нескольких десятков секунд) помеховых всплесков. Возникновение таких всплесков связывают с отражениями от турбулентно перемешивающихся неоднородностей атмосферы и их переотражениями от неоднородностей подстилающей поверхности, вызывающих эффект «блестящего листа» – резкое возрастание эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) с одновременным затенением части ячеек разрешения за образующимися неоднородностями

При малых углах скольжения ($\Psi < 4^\circ$), что является характерным при наблюдении низколетящих воздушных объектов, отраженный неоднородной приземной средой сигнал имеет ряд особенностей. На малых дальностях (менее 10 км), помимо непрерывного «шумового» (фоновое) отражения, наблюдаются всплески, превышающие средний уровень сигнала на 10...15 дБ. [1]. С увеличением дальности отраженный сигнал приобретает ярко выраженный импульсный (дискретный) характер.

Результаты экспериментальных исследований статистических характеристик подобных дискретных мешающих отражений, которых еще называют дискретными мешающими отражениями (ДМО) типа «ангел – эхо», приведены в работах [1, 2]. Вероятность появления ДМО на уровне, превышающем на 6 дБ фоновые отражения на дальностях до 10 км, аппроксимирована распределением Пуассона со средней интенсивностью, лежащей в пределах 10... 12 мин⁻¹ до 6 – 8 мин⁻¹.

Пространственная частота появления ДМО в различных ячейках разрешения при тех же данных оцениваются величиной, соответствующей 4% от общего числа ячеек разрешения. Наиболее вероятные значения ЭПР МО лежат в пределах 0,1...0,4 м², при этом максимальные значения достигают 2...8 м², что сравнимо с ЭПР МЗО в сантиметровом и миллиметровом диапазонах радиоволн. Длительности всплесков [1,2] находятся в пределах 6...10 с., однако максимальные достигают 60...80с. С учетом высокого разрешения радиолокационных средств малой и средней дальности (разрешение по дальности $\Delta D < 30$ м, по азимуту $\Delta\beta < 1^\circ$), длительности ДМО сравнимы, а иногда намного больше времени нахождения МЗО в одной ячейке разрешения (скорость движения 30...150 м).

Многочисленные экспериментальные исследования статистики радиолокационных отражений от приземной среды и от поверхности моря при малых углах скольжения и высоком разрешении РЛС показывают, что плотность распределения вероятностей отгибающей таких отражений наилучшим образом аппроксимируется либо распределением Вейбулла:

$$P(x) = \frac{\eta}{\sigma} \left[\frac{x}{\sigma} \right]^{\eta-1} \cdot e^{-\left[\frac{x}{\sigma} \right]^\eta},$$

где η и σ – параметры распределения, либо логарифмически нормальным распределением:

$$P(x) = \frac{1}{x \sigma_z \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{[\ln(x) - M_z]^2}{2\sigma_z^2}},$$

где M_z и σ_z^2 – среднее и дисперсия величины $\ln(x)$ соответственно. Отмечается [1, 3], что с умень-

шением углов скольжения статистику огибающей более адекватно описывает логарифмически-нормальное распределение. Отраженный от морской поверхности сигнал имеет в себе как бы две независимые составляющие – шумовую (фоновые отражения) и дискретную (всплески). Проявлением такого подхода является аппроксимация распределения мгновенных значений отраженного от морской поверхности сигнала составным нормальным распределением, а распределения огибающей, соответственно, составным рэлеевским. При этом соотношение дисперсий компонент (дискретной к шумовой) может достигать $k = 10 \dots 20$, а вес дискретной компоненты может доходить до 0,1.

Спектральные характеристики флуктуаций сигналов, отраженных от неоднородностей приземной окружающей среды, исследовались в ряде работ [1, 2, 3]. Ширина спектров флуктуаций ДМО для $\lambda = 10$ см и $\lambda = 3$ см при ясной, сухой погоде, измеренная весной в утреннее и вечернее время составляет соответственно, $\Delta f = 180 \dots 300$ Гц и $\Delta f = 600 \dots 1000$ Гц, что существенно больше ширины спектров эхо-сигналов МЗО (соответственно $\Delta f < 100$ Гц и $\Delta f < 300$ Гц). Центральное смещение спектров определяется силой ветра (волнение атмосферы), длиной волны РЛС и углом между направлением ветра и лучом РЛС и при скорости ветра $2 \dots 5$ м/с для $\lambda = 10$ см и $\lambda = 3$ см может достигать, соответственно, 120 Гц и 450 Гц. Энергетические спектры отраженных от неоднородностей приземной среды сигналов $G(f)$ существенно отличаются от гауссовских и наилучшим образом аппроксимируются функциями Баттерворта:

$$G_n(f) = \frac{G_{0n}}{1 + \left[\frac{f - f_{0n}}{\Delta f_n} \right]^n},$$

где G_{0n} – максимальное значение спектра на уровне 0,7; f_{0n} – центральная частота спектра на уровне 0,7; Δf_n – полуширина спектра на уровне 0,7, соответственно; n – показатель степени, лежащей в пределах от 2 до 5.

Отмечается также, что “мгновенные” спектры отличаются большой изменчивостью и изрезанностью. В моменты всплесков спектр ДМО значительно расширяется (до двух раз), при этом также возрастает центральное смещение спектров.

Рассмотренные особенности мешающих отражений от неоднородностей приземной среды при малых углах скольжения затрудняют анализ эффективности традиционных и синтез перспективных процедур обработки сигналов на фоне такого рода помех. Это обстоятельство обуславливает интенсивные попытки создания методик статистического моделирования радиолокационных ДМО, с помощью которых можно было бы производить исследование различных процедур обработки сигналов.

Все подходы к моделированию радиолокационных ДМО от неоднородностей приземной среды условно можно разделить на две группы. В первой группе исходной базой служит моделирование профилей отражающих и переотражающих поверхностей неоднородностей приземной среды с учетом атмосферных процессов и особенностей подстилающей поверхности земли и вычисление на этой основе по электродинамическим законам отраженного радиолокационного сигнала. Такие модели сложны, громоздки, требуют большого объема вычислений и, как правило, не обеспечивают всех требуемых характеристик объекта моделирования.

Вторую группу составляют те методы, где, не вдаваясь в физическую природу всех нюансов формирования отраженного приземной средой сигнала, пытаются смоделировать определенные выходные характеристики, полученные на основе экспериментальных исследований (функцию распределения вероятностей огибающей, корреляционные свойства и т.п.). Такие методы, как правило, являются более продуктивными. При этом чаще всего в основе моделирования лежит так называемый метод формирующего фильтра [4]. Его суть заключается в формировании требуемых корреляционных свойств моделируемого сигнала в некотором исходном нормальном базисе. Закон распределения огибающей обеспечивается последующим нелинейным преобразованием исходного коррелированного базиса. Недостатком такого подхода является деформация выходных корреляционных свойств моделируемого сигнала из-за нелинейных преобразований.

С целью преодоления этого недостатка была разработана методика статистического моделирования мешающих отражений от неоднородностей приземной среды при малых углах скольжения. В качестве объекта моделирования был выбран массив цифровых отсчетов комплексной огибающей имитирующей пачку отраженных сигналов в обзорных РЛС:

$$\dot{Y}_i = y_i \cdot \exp\{j\varphi_i\}, \quad i = \overline{1, N},$$

где i – номер посылки зондирующего импульса; y_i – отсчеты действительной амплитуды; φ_i – отсчеты действительной фазы, соответственно; N – объем пачки.

Выбор такого объекта позволяет использовать разработанную методику для анализа эффективности широкого класса процедур обработки сигналов как во временной, так и в частотной области. В отличие от известных реализаций метода формирующего фильтра, формирование комплексного массива \dot{Y}_i производится не через квадратурные составляющие, а непосредственно через раздельное моделирование массивов действительной амплитуды y_i и φ_i фазы. Подобный подход содержит в себе определенную методологическую некорректность. Эта некорректность заключается в том, что случайный разброс скоростей отдельных фрагментов (“блестящих точек”) отражающих поверхностей неоднородности атмосферы и подстилающей поверхности является общим источником флуктуаций и фазы, и амплитуды отраженных сигналов [1, 2]. Поэтому раздельный анализ статистики амплитуды и фазы является вполне правильным и естественным.

Массив отсчетов действительной амплитуды y_i формируется как коррелированная стационарная последовательность логнормального распределения чисел. При этом следует оговориться, что отражения неоднородностей приземной среды, вообще говоря, не являются стационарным случайным процессом [1,2]. Вместе с тем в работе [2] указывается, что на интервалах наблюдения до 3... 20 мс (а это как раз примерно длительность пачки в большинстве РЛС малой и средней дальности отраженный неоднородностями приземной среды сигнал можно считать стационарным).

Корреляционные свойства последовательности y_i строятся в соответствии с экспоненциальной автокорреляционной функцией (АКФ) $R(\tau)$, которая является преобразованием Фурье энергетического спектра в виде функции Баттерворта второго порядка:

$$R(\tau) = \exp\{-2\pi\Delta f_n|\tau|\}. \quad (1)$$

Соображения о физической реализуемости случайного процесса, описывающего мешающие отражения, требуют отсутствия разрыва в точке ($\tau = 0$) у второй производной АКФ. Вместе с тем, смешивание некоррелированного шума приемника и мешающих отражений от неоднородностей приземной среды как раз и приводит (при определенном соотношении их дисперсий) к резкому обострению АКФ в точке ($\tau=0$). Эти соображения дают основания для использования при моделировании экспоненциальной АКФ.

В дискретном виде, когда шаг Δt дискретизации равен периоду следования зондирующих импульсов T_{cl} $R(\tau)$ выражается соотношением:

$$R(\tau) \rightarrow R_m = \exp\{-2\pi\Delta f_n T_{cl}|m|\} = R^{|m|}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \quad (2)$$

где $R = \exp\{-2\pi\Delta f_n T_{cl}\}$ – коэффициент корреляции мешающих отражений неоднородностей приземной среды. Логнормальный закон распределения элементов последовательности y_i обеспечивается потенцированием нормально распределенной коррелированной последовательности Z_i : $y_i = \exp\{Z_i\}$.

Можно показать, что для того, чтобы корреляционные свойства последовательности y_i выражались экспоненциальной АКФ в виде (1), необходимо, чтобы корреляционные свойства последовательности Z_i определялись АКФ следующего вида:

$$R_m = \ln[\exp\{\sigma_Z^2\} - 1] \cdot \exp\{-2\pi\Delta f_n T_{cl}|m| + 1\} / \sigma_Z^2. \quad (3)$$

Формированием нормально распределенной последовательности Z_i с АКФ в виде (3) производится на основе метода скользящего весового суммирования [4]. Размер скользящего окна и параметры весовых коэффициентов были определены на основе численной аппроксимации по методу наименьших квадратов АКФ моделируемой последовательности выражения (3).

Элементы массива отсчетов фазы формируется как накопленный межпериодный доплеровский набег фазы радиолокационных отражений от неоднородностей приземной среды: $\varphi_i = \varphi_{i-1} + \Delta\varphi_i$, где $\Delta\varphi_i$ – нормально распределенные некоррелированные числа, среднее и дисперсия которых определяются центральным смещением и шириной доплеровского спектра радиолокационных отражений от неоднородностей приземной среды.

Для того, чтобы при моделировании более адекватно воспроизводились особенности спектральных характеристик отражений от неоднородностей приземного слоя, в частности, расширение и развал спектра в моменты появления дискретных мешающих отражений (ДМО) типа “ангел-эхо”, дис-

персия межпериодного доплеровского набега фазы σ_φ^2 искусственно ставится в зависимость от среднего значения в сформированной пачке амплитуды (от выборочного среднего элементов y_i) – так чтобы при появлении МО в 10 дБ среднеквадратичное отклонение фазы σ_φ увеличивалось в два раза:

$$\delta_\varphi = \begin{cases} 2\pi\Delta f_{\Pi} T_{\text{ср}}, & \text{если } \sum_{i=1}^N y_i / N \cdot M_y \leq 1 \\ 2\pi\Delta f_{\Pi} T_{\text{ср}} \left(\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N y_i / N \cdot M_y + \frac{1}{2} \right), & \text{если } \sum_{i=1}^N y_i / N \cdot M_y > 1, \end{cases}$$

где $M_\mu = \exp \{M_Z + \sigma_Z^2/2\}$ – среднее логнормально распределенной огибающей радиолокационных отражений от неоднородностей приземной среды; N – объем пачки.

Калибровка статистической модели по реальным записям радиолокационных отражений от неоднородностей приземной среды показала хорошее воспроизведение основных статистических и спектральных характеристик. Воспроизводимость закона распределения вероятностей амплитуд помех от приземного слоя неоднородной атмосферы по предложенной методике обеспечивается функциональным преобразованием нормальных случайных величин в логнормальные путем потенцирования первых.

При этом важно отметить, что логнормальный закон распределения амплитуды автоматически приводит к появлению среди моделируемых пачек “всплесков” дискретных мешающих отражений (ДМО) типа “ангел-эхо”. Интенсивность и частота появления этих всплесков определяются параметрами M_Z и σ_Z – распределения амплитуды и соответствуют экспериментальным данным.

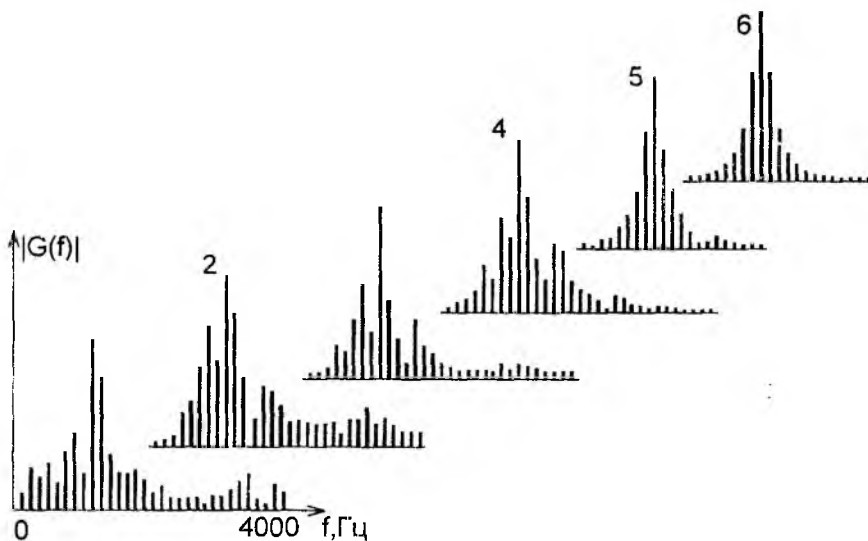


Рис. 1.

Для иллюстрации воспроизводимости при моделировании пространственно-временной дискретной структуры радиолокационных мешающих отражений от неоднородностей атмосферы в приземном слое на рис. 1 приведены мгновенные и усредненные спектры смоделированных и реальных мешающих сигналов, снятых по выходам фазовых детекторов РЛС.

Спектры 1 и 2 получены с использованием N -точечного дискретного преобразования Фурье 2-х пачек комплексной амплитуды y_i ($i = 1, N$), смоделированных при следующих параметрах – $R = \exp\{-2\pi \Delta f_n / F_{\text{ср}}\} = 0,9$; $\sigma_Z = 2$; $N = 64$. Причем спектр 1 соответствует по интенсивности фону, а спектр 2 – ДМО типа «ангел-эхо». Спектры 3, 4 взяты из экспериментальных данных и соответствуют спектрам межпериодных флуктуаций по выходу фазового детектора импульсно-доплеровских РЛС сантиметрового диапазона. Спектр 5 получен усреднением 100 энергетических спектров сигналов, смоделированных при тех же условиях, что и сигналы со спектрами 1 и 2. Для сравнения приведен энергетический спектр 6, описываемый функцией Баттворта второго порядка при $R = 0,9$.

Усредненный энергетический спектр (5) смоделированных сигналов с уровнем значимости выше 0,95 аппроксимирует требуемый энергетический спектр (6) помеховых отражений от неоднородно-

стей приземного слоя атмосферы и подстилающей поверхности, что говорит о достаточно высокой точности воспроизведения спектральных характеристик.

Представленные результаты показывают хорошую воспроизводимость статистических и спектральных свойств мешающих отражений от неоднородностей атмосферы и подстилающей поверхности приземной среды при моделировании по разработанной методике, и следовательно, возможность на ее основе проводить исследования различных алгоритмов обработки радиолокационных сигналов.

Таким образом, анализ особенностей радиолокационных отражений от неоднородностей атмосферы и приземной среды при малых углах скольжения показывает, что задача эффективного обнаружения воздушных целей сводится к задаче выделения слабых сигналов на фоне ДМО.

Список литературы: 1. *Жирнов В. В., Литвинов В. В., Филошкин И. П.* Особенности обработки и обнаружения радиолокационных сигналов целей на фоне дискретных мешающих отражений типа «ангел-эхо» // Судостроительная промышленность. Сер. РЛ. К. 1991. Вып. 29. С. 83–88. 2. *Жирнов В. В., Литвинов В. В., Филошкин И. П.* Адаптивная схема стабилизации уровней фона при использовании методов картинной обработки в обзорных РЛС // Судостроительная промышленность. Сер. РЛ. К. 1991. Вып. 29. С. 78–83. 3. *Дохов А.И., Жирнов В.В., Матюшенко С.Н., Сахновская Л.З.* Возможные причины и источники радиолокационных мешающих отражений типа «ангел-эхо» // Радиотехника. Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник. Харьков. 1997. Вып. 104. С. 102–111. 4. *Дохов А.И., Жирнов В.В., Матюшенко С.Н., Сахновская Л.З.* Принципы защиты радиопеленгаторов условиях воздействия мешающих отражений типа «ангел – эхо». // Радиотехника. Всеукраинский межведомственный научн.–техн. сборник.– Харьков. 1997. Вып. 104. С. 112 – 119.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 12.09.01

*А. С. КЛЕЙМАН, д-р техн. наук, А. И. ЛЕВЕНБЕРГ, В. Н. РОМАНЬКО, канд. техн. наук,
В. С. СОЛОВЬЕВ, д-р техн. наук, С. А. ТАЛАМАНОВ*

РЕГИОНАЛЬНАЯ СИСТЕМА ПЕРЕДАЧИ ПОТРЕБИТЕЛЯМ РАЗМЕРА ЕДИНИЦ ЧАСТОТЫ И ШКАЛ ВРЕМЕНИ

Современные системы связи, навигации и космической техники, транспорта и энергетики, особенно атомной, геодезии и обороны требуют высокоточной синхронизации по времени (10^{-3} - 10^{-9} с) и по частоте (10^{-8} - 10^{-14}).

Особого внимания требует решение вопросов, связанных с национальной безопасностью (синхронизация технологических процессов атомных станций, координатно-временное обеспечение полетов космических аппаратов), а также с безопасностью транспортных перевозок (полеты и особенно заход на посадку самолетов, движение в узостях и районе портов морских и речных судов, синхронизация движения поездов метрополитена и железнодорожного транспорта).

При этом на уровне региона необходимо выделить следующие основные направления использования частотно-временной информации:

- определение координат наблюдателя с точностью до 3 м в реальном масштабе времени и до 0,1 м с накоплением данных;
- определение движения земной поверхности, что позволит не только исследовать и определить устойчивость прецизионных и других сооружений, но и применить его как для поиска нефтегазовых залежей, так и подвижек земной коры при добыче нефти и газа;
- синхронизация шкал времени пространственно разнесенных объектов с погрешностью до $(5 \div 10)$ нс;
- построение систем отображения дислокации и управления движением потоков транспортных средств;
- синхронизация по частоте радио и телеканалов передающих средств;
- измерение различных физических величин (длины, вибрации, давления, диэлектрической проницаемости, магнитного поля и т. п.).

Основной особенностью систем единого времени различного уровня является объединение возможности их децентрализованного построения с необходимостью синхронизации измерений с единой мировой шкалой времени. Единство измерений достигается передачей эталонных сигналов времени с помощью радиотехнических систем и применением специальной аппаратуры, которая осуществляет прием этих сигналов, хранит шкалу времени и доводит точное время до потребителей.

Точностные и временные параметры систем (процедур) синхронизации шкал времени (ШВ) и привязки координат были проанализированы для случая использования в качестве стандарта частоты (опорного генератора) рубидиевого стандарта со следующими точностными характеристиками: нестабильность частоты, которая характеризуется двувыворочной дисперсией за 10 с $\sigma_f = 3 \cdot 10^{-12}$, неточность установки номинала частоты $\Delta_f = 3 \cdot 10^{-12}$ и скорость дрейфа частоты $f' = 2 \cdot 10^{-13}$ с⁻¹ [1]. Лучшими точностными характеристиками обладает рубидиевый стандарт частоты, созданный в ХГНИИМ [2].

Расчеты показали, что при этом обеспечивается поддержание синхронизации ШВ пункта и ШВ системного эталона времени и частоты (ЭВЧ) спутниковой радионавигационной системы (СРНС) с погрешностью 10-15 нс. При этом погрешность синхронизации ШВ пунктов, разнесенных на расстоянии порядка 1000 км, не превышает 5-7 нс.

Из рассмотренного видно, что решение практически всех проблем дальнейшего развития координатно-временного обеспечения наряду с использованием специфических аппаратных и программных средств, связанных в основном с совершенствованием аппаратуры потребителей, предусматривает в том или ином виде объединение в единую для региона систему, имеющую жесткую иерархическую структуру и включающую в себя различные организации, службы и лица [3].

ХГНИИМ располагает государственным эталоном времени и частоты Украины, с относительной погрешностью воспроизведения размера единиц времени и частоты не более $\pm 2 \cdot 10^{-14}$ и погрешность хранения шкалы времени UTC (UA) не более ± 50 нс. Передача размеров единиц времени и частоты и шкалы времени от Государственного эталона нижестоящим средствам измерений и другим потребителям в настоящее время осуществляется как непосредственно, так и с использованием системы телевидения. Это обстоятельство ставит задачу построения системы мониторинга, предназначенной для формирования соответствующих поправок на эталонные сигналы частоты и времени (ЭСЧВ), пере-

даваемые зарубежными радиостанциями, включая космические навигационные системы (КНС) ГЛОНАСС (Россия) и GPS (США) и системы телевидения [4].

Контроль качества (мониторинг) радионавигационного поля, создаваемого КНС, должен осуществляться непрерывно специализированным радиотехническим комплексом, оборудованным аппаратурой метрологической аттестации с соответствующим программным обеспечением. Цель такого контроля качества навигационных полей – дать реальную объективную и оперативную информацию потребителям о возможности использования навигационных сигналов тех или других спутников и КНС в целом.

Контроль целостности навигационных полей КНС в эталонной станции мониторинга рекомендуется осуществлять по следующему принципу [5].

С учетом того, что координаты антенн контрольной станции t_0 , результатам геодезических измерений известны, для каждого визируемого в данный момент времени спутника оценивается качество принятой от этого спутника эфемеридно-временной информации (псевдодальности S и радиальной псевдоскорости \dot{S}) и полученных аппаратурой расчетных значений этих величин (соответственно R и \dot{R}). Для этого вначале формируются приращения:

$$\delta R(t) = R(t) - R(t - \Delta t); \quad (1)$$

$$\delta S(t) = S(t) - S(t - \Delta t); \quad (2)$$

$$\delta \dot{R}(t) = \dot{R}(t) - \dot{R}(t - \Delta t); \quad (3)$$

$$\delta \dot{S}(t) = \dot{S}(t) - \dot{S}(t - \Delta t). \quad (4)$$

Затем по разности невязок по парам спутников оценивается отсутствие аномальных сличений между измеренными и расчетными значениями дальности и радиальной составляющей скорости:

$$\Delta R_{ij}(t) = [S_i(t) - R_i(t)] - [S_j(t) - R_j(t)]; \quad (5)$$

$$\Delta \dot{R}_{ij}(t) = [\dot{S}_i(t) - \dot{R}_i(t)] - [\dot{S}_j(t) - \dot{R}_j(t)], \quad (6)$$

где i, j – номера спутников визируемого созвездия.

Появление аномальных отклонений в параметрах $\delta R(t)$, $\delta \dot{R}(t)$, $\delta S(t)$, $\delta \dot{S}(t)$, $\Delta R(t)$, $\Delta \dot{R}(t)$ однозначно определяется как необходимость проведения анализа ошибок эфемеридных данных или сбоев аппаратуры.

Эфемеридные поправки $\Delta S_i(t_j)$ и $\Delta \dot{S}_i(t_j)$ для i -го визируемого спутника в j -ый момент времени формируются как невязки измеренных и расчетных значений радионавигационных параметров с учетом текущих оценок смещения частотно-временной шкалы $\Delta f(t_j)/f_0$ и $\tau(t_j)$ эталона станции мониторинга относительно шкалы времени навигационной системы:

$$\Delta S_i(t_j) = S_i(t_j) - R_i(t_j) - c\tau(t_j); \quad (7)$$

$$\Delta \dot{S}_i(t_j) = \dot{S}_i(t_j) - \dot{R}_i(t_j) - c\Delta f(t_j)/f_0, \quad (8)$$

где c – скорость света.

Интегральная оценка качества визируемого созвездия спутников производится по результатам текущего решения навигационной задачи, т.е. непосредственно по вектору состояния потребителя сигналов КНС

$$\bar{\lambda}_k^T = \{V_{xk}, V_{yk}, V_{zk}, x_k, y_k, z_k, \delta f_k, \delta T_k\} \quad (9)$$

где V_{xk}, V_{yk}, V_{zk} – составляющие вектора скорости потребителя; x_k, y_k, z_k – составляющие вектора положения потребителя; δf_k – поправка к частоте опорного генератора; δT_k – поправка к шкале времени.

По результатам приема и обработки навигационных сигналов в аппаратуре эталонной контрольной станции определяются разности

$$\delta \bar{\lambda}_k = \bar{\lambda}_{k\varepsilon} - \bar{\lambda}_k, \quad (10)$$

где $\bar{\lambda}_{k\varepsilon}^T = \{0, 0, 0, x_\varepsilon, y_\varepsilon, z_\varepsilon, \delta f_{k\varepsilon}, \delta T_{k\varepsilon}\}$ – известный (эталонный) вектор состояния контрольной станции; $\bar{\lambda}_k^T = \{V_{xk}, V_{yk}, V_{zk}, \bar{x}_k, \bar{y}_k, \bar{z}_k, \delta \bar{f}_k, \delta \bar{T}_k\}$ – оцениваемый в процессе решения координатно-временной задачи вектор состояния контрольной станции.

При использовании аппаратурой потребителя и аппаратурой контрольной станции различных созвездий навигационных спутников более предпочтительным является вариант определения разницы эталонных параметров и текущих измеряемых навигационных параметров движения

$$\delta R_{kj} = R_{kj\varepsilon} - \bar{R}_{kj}, \quad (11)$$

где $R_{kj\varepsilon}$ – эталонный текущий k -й навигационный параметр j -го спутника, \bar{R}_{kj} – соответствующее измеряемое значение.

Использование контрольных станций для формирования дифференциальных поправок позволит потребителям существенно уменьшить погрешности навигационно-временных определений. Эффективность применения методов коррекции навигационных параметров существенно зависит как от положения контрольной станции и потребителя по отношению к выбранному созвездию спутников, так и от относительного уровня флуктуационных погрешностей определения поправок.

Для повышения точности дифференциальных поправок и исключения случайных ошибок наблюдения медленно меняющиеся поправки предлагается аппроксимировать полиномом (Тейлора или Чебышева) невысокого порядка [6]

$$\delta \bar{\lambda}_k = \sum_{i=0}^p c_i \cdot \varphi_{ki} + \left(\sum_{j=1}^m \gamma_j \cdot \delta \bar{\lambda}_{kj} + S_k \right) + v_k, \quad (12)$$

где p – степень полинома φ_{ki} Тейлора или Чебышева; c_i – коэффициенты полинома φ_{ki} ; γ_j – коэффициенты авторегрессии; $\delta \bar{\lambda}_{kj}$ – коррелированная компонента входных данных; ε_k, v_i – некоррелированные случайные величины с нулевым средним значением и дисперсиями $\sigma_\varepsilon^2, \sigma_v^2$.

Контроль целостности навигационного поля и формирование дифференциальных поправок предполагает оценку коэффициентов полинома и полинома в целом, анализ ошибок этих оценок, оценку статистических характеристик коррелированной компоненты (последовательность авторегрессии), ее оптимальную адаптивную фильтрацию с проведением анализа точности фильтрации, а также анализ уровня некоррелированной компоненты наблюдений.

Полученные значения дифференциальных поправок и время, к которому они относятся, а также номера спутников и их системная принадлежность доводятся до потребителя по стандартному интерфейсу по радиоканалу с высокой скоростью передачи информации.

Концептуально формирование системы мониторинга основывается на синхронизации шкал времени региональных контрольно-корректирующих станций относительно шкалы времени государственного эталона времени и частоты, при этом должна быть предусмотрена передача потребителю текущего рассогласования шкал времени государственного эталона и системного эталона источников радионавигационных сигналов (навигационных спутниковых станций наземного базирования).

Улучшение точностных характеристик и надежности системы мониторинга возможно при использовании предложенной нами групповой физической шкалы на основе группы рубидиевых стандартов [7].

Традиционные методики предполагают получение шкалы групповой меры расчетным путем по результатам сличений всех элементов меры [8]. В качестве функциональной модели для построения групповой шкалы обычно используется среднее арифметическое.

В ХГНИИМ создана система формирования физической групповой шкалы времени на основе сигналов нескольких стандартов частоты. Такая система позволяет производить измерения с участием групповой шкалы в реальном масштабе времени.

Проведены исследования прибора, реализующего физическую групповую шкалу. На рис. 1 представлен график результатов измерения относительного отклонения частоты выходного сигнала системы формирования групповой шкалы от номинального значения. Групповая шкала сформирована, исходя из шкал двух рубидиевых стандартов частоты. Среднеквадратическое двувыворочное отклонение частоты составляет $6,2 \cdot 10^{-13}$.

Расширение сферы использования КНС связано с ростом требований к надежности этих сигналов, с необходимостью расширения зоны обслуживания, что требует развития дублирующих систем передачи ЭСЧВ по различным каналам связи (радио, телевидение и т.п.). Поэтому представляется особо важным такое построение различных систем формирования ЭСЧВ, когда все внутрисистемные шкалы времени были бы привязаны к шкале Государственного эталона Украины с высокой точностью. Это, в свою очередь, повысит надежность синхронизации шкал времени каждой системы в отдельности и позволит удовлетворить запросы всех потребителей региона.

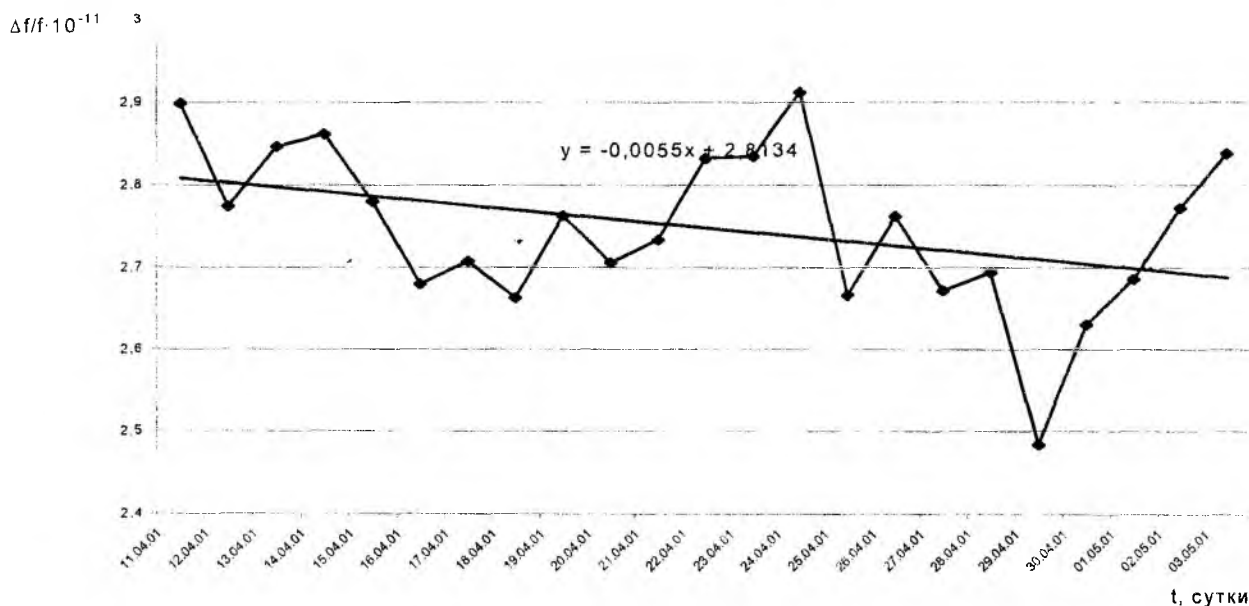


Рис. 1

Список литературы: 1. Клейман А.С., Левенберг А.И., Сидоренко Г.С. и др. Стандарт частоты и времени рубидиевый: создание, исследование и применение // Украинський метрологічний журнал: 1998. Вип 3. С. 16-20. 2. Клейман А.С., Левенберг А.И., Сидоренко Г.С. и др. Стандарт частоты и времени рубидиевый: создание, исследование и применение // Украинський метрологічний журнал: 1998. Вип 4. С. 23-25. 3. ДСТУ 3538-97. Державна повірочна схема для засобів вимірювань часу і частоти. Київ.: Держстандарт, 1997. 9 с. 4. Сетевые спутниковые радионавигационные системы / Под ред. В.С. Шебшаевича. 2-е изд. М.: Радио и связь, 1993. 408 с. 5. Салищев В.А., Дворкин В.В., Виноградов А.А., Букреев А.М. Станция мониторинга радионавигационных полей систем ГЛОНАСС – GPS и определения дифференциальных поправок // Радиотехника: 1996. №1.- С. 89-93. 6. Камінський В.Ю., Романько В.М., Хомяков Е.М., Черепков С.Т. Метрологічна атестація навігаційних полів супутникових радіонавігаційних систем // Украинський метрологічний журнал: 1998. Вип. 3. С. 55-57. 7. Клейман А.С., Губин А.А. Левенберг, А.И., Таламанов С.А. Формирование единиц группового хранителя // 3 - я межд. научн.-техн. конф. Метрология в электронике - 2000. Научные труды конференции. Харьков: ХГНИИМ, 2000. т. 2. С.14-15. 8. Сирая Т.Н. Основные метрологические характеристики групповых эталонов // Теоретические вопросы метрологии: Сб. научн. тр. Вып. 237 (297). Л.: ВНИИМ. 1979. С. 17 - 26.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
Харьковский государственный научно-исследовательский институт метрологии
Национальный метрологический центр военных эталонов

Поступила в редколлегию 4.06.01

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ СДВИГА ШКАЛ ВРЕМЕНИ В СИСТЕМАХ СИНХРОНИЗАЦИИ С ДИСКРЕТНЫМИ ЧАСТОТНЫМИ СИГНАЛАМИ

Потенциальная точность измерения сдвига шкал эталонов времени определяется точностью фиксации временного положения принимаемого сигнала точного времени (СТВ). В системах синхронизации времени и частоты (ССВЧ) при когерентном приеме сигналов с известной начальной фазой на фоне стационарного белого шума, как известно [1, 2], минимальная дисперсия оценки сдвига шкал определяется эффективной частотой сигнала – $\omega_{эф}$, отношением сигнал/шум по напряжению – q и коэффициентом – k_A , зависящим от используемого алгоритма измерения сдвига шкал [2]

$$\sigma_{\min}^2 = k_A^2 \cdot [q^2 \omega_{эф}^2 (1 - \rho^2)]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $q^2 = 2E/N_0$; E – энергия сигнала; N_0 – односторонняя спектральная плотность мощности шума; ρ – коэффициент частотно-временной связи, равный нулю, если мгновенная частота постоянна. Значения коэффициента k_A для основных алгоритмов измерения сдвига шкал приведены в таблице [2]. В соотношениях, приведенных в таблице, n – коэффициент ретрансляции.

Таблица

Алгоритмы измерений	Коэффициент k_A
Встречный	$1/\sqrt{2}$
Ретрансляционный ($n < -1$)	$\frac{\sqrt{n^2 - n + 1}}{\sqrt{2} n }$; $1/\sqrt{2}$ для $n=1$
Опорно-ретрансляционный ($n > -1$)	
Общего охвата	$\sqrt{2}$
Односторонний	1

В теории показано [1], что минимальная погрешность измерения временной задержки сигнала достигается при наличии априорной информации о фазе отраженного сигнала (при когерентном приеме). Эффективная частота в этом случае определяется выражением

$$\omega_{эф} = \sqrt{(\omega_0^2 + \Delta\omega_{эф}^2)}, \quad (2)$$

где ω_0 – несущая частота сигнала; $\Delta\omega_{эф}$ – эффективная ширина спектра сигнала.

Формула (1) справедлива только при значительном превышении сигнала над шумом. При неизвестной начальной фазе принимаемого сигнала величина ω_0^2 не входит в формулу (2). Эффективная ширина спектра сигнала зависит от формы огибающей сигнала, от занимаемой сигналом полосы частот и характеризует остроту основного пика функции неопределенности сигнала [1]

$$\Delta\omega_{эф}^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 |U(\omega)|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |U(\omega)|^2 d\omega}, \quad (3)$$

где $U(\omega)$ – спектральная плотность комплексной огибающей сигнала.

Центральная частота выбирается так, чтобы минимизировать ширину полосы комплексного аналитического сигнала [1]

$$\omega_0 = \frac{\int_0^{\infty} \omega |G(\omega)|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} |G(\omega)|^2 d\omega} \quad (4)$$

Выражения (1 – 3) определяют основные пути снижения помеховой погрешности: повышение энергетического потенциала системы; когерентный прием сигнала и определение временного положения по фазе сигнальной функции; выбор вида и параметров сигнала, обеспечивающих увеличение эффективной ширины спектра.

В радиометеорной аппаратуре «ФАЗА», реализующей амплитудный и фазовый методы измерения времени задержки, применен дискретный сигнал, состоящий из N_u простых частотных элементов [2]. Недостатками такого сигнала точного времени является возможная неоднозначность измерений по огибающей, вызванная значительным уровнем боковых лепестков автокорреляционной функции, и малая информационная емкость сигнала. Последнее существенно для ССВЧ, совмещающих синхронизацию и передачу дополнительной информации. Поэтому предпочтительно использовать дискретные частотные сигналы с числом частотных элементов, большим двух.

Большие возможности для уменьшения погрешности измерения сдвига шкал времени, для устранения неоднозначности фазовых измерений, а также совмещения функций синхронизации и передачи информации в ССВЧ имеют когерентные дискретные составные частотные сигналы (КДСЧС) (согласно классификации и терминологии теории систем сигналов). В литературе достаточно глубоко исследовались вопросы, связанные с применением КДСЧС в системах передачи информации, в частности, в асинхронных адресных системах связи [4, 5]. Значительно меньше работ, посвященных использованию таких сигналов в многофункциональных системах [6], к которым может быть отнесена и ССВЧ с совмещенным каналом синхронизации и передачи дополнительной информации. Для ССВЧ, как многофункциональной системы, основным показателем качества является точность синхронизации. Для выбора СТВ в классе КДСЧС важно определить его потенциальную точность. Применительно к радиометеорным системам синхронизации выражение для эффективной частоты КДСЧС получено в работе [3] для случая двухэлементного сигнала и рассматривалось в работе [4].

Рассмотрим вывод формулы эффективной ширины спектра многоэлементного КДСЧС. Сигнал имеет по одному частотному элементу на каждой из N_u временных позиций. Параметры i -го элемента КДСЧС: длительность i -го частотного элемента – τ_{ui} ; ширина его спектра – $\Delta\omega_i$; координаты энергетического центра элемента – τ_i , ω_i ; энергия – \mathcal{E}_i . Общая длительность КДСЧС – T_c ; ширина спектра – Ω . Элементы сигнала представляют собой ортогональную систему функций, поскольку не перекрываются по частоте и во времени. Топографическая диаграмма распределения энергии КДСЧС на частотно-временной плоскости изображена на рис. 1.

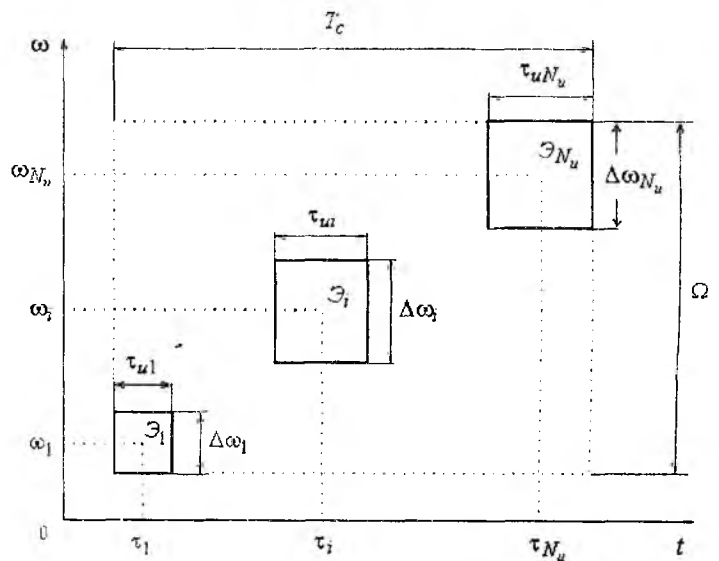


Рис. 1

Комплексная огибающая рассматриваемого сигнала равна сумме комплексных огибающих элементов

$$\underline{U}(t) = \sum_{i=1}^{N_u} U_i(t - \tau_i) \exp[j\omega_i(t - \tau_i)], \quad (5)$$

а ее спектр – сумме спектров частотных элементов,

$$\underline{U}(\omega) = \sum_{i=1}^{N_u} U_i(\omega - \omega_i) \exp(-j\omega\tau_i). \quad (6)$$

Учитывая связь спектров огибающей $U(\omega)$ и комплексного аналитического сигнала $\underline{G}(\omega)$, запишем формулу (6) в виде

$$\underline{U}(\omega) = \sum_{i=1}^{N_u} G_i(\omega + \omega_0 - \omega_i) \exp(-j\omega\tau_i). \quad (7)$$

Определим центральную частоту КДСЧС по формуле (4),

$$\omega_0 = \frac{\int_0^{\infty} \left| \sum_{i=1}^{N_u} G_i(\omega) \right|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} \sum_{i=1}^{N_u} |G_i(\omega)|^2 d\omega}. \quad (8)$$

Поскольку элементы КДСЧС ортогональны, то интегралы вида

$$\int_0^{\infty} G_i(\omega) G_j(\omega) d\omega = 0 \quad \text{при } i \neq j. \quad (8)$$

С учетом свойства (8) центральную частоту КДСЧС определим как

$$\omega_0 = \sum_{i=1}^{N_u} \alpha_i \omega_i, \quad (8)$$

где весовые коэффициенты $\alpha_i = E_i / E$ характеризуют энергетический вклад i -го элемента; здесь E_i — энергия i -го частотного элемента, E — энергия всего сигнала.

Заметим, что коэффициенты α_i удовлетворяют условию нормировки

$$\sum_{i=1}^{N_u} \alpha_i = 1. \quad (9)$$

Определим эффективную ширину спектра КДСЧС в соответствии с выражением (3):

$$\Delta\omega_{\text{эф}}^2 = \frac{\int_0^{\infty} \omega^2 \left| \sum_{i=1}^{N_u} G_i[\omega - (\omega_i - \omega_0)] \right|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} \sum_{i=1}^{N_u} |G_i[\omega - (\omega_i - \omega_0)]|^2 d\omega}. \quad (10)$$

В выражении (10) произведем замену переменных $\omega - (\omega_i - \omega_0) = \eta_i$ и учтем свойство ортогональности элементов КДСЧС, получим

$$\Delta\omega_{\text{эф}}^2 = \frac{1}{E} \sum_{i=1}^{N_u} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \eta_i^2 |G_i(\eta_i)|^2 d\eta_i + \int_{-\infty}^{\infty} (\omega_i - \omega_0)^2 |G_i(\eta_i)|^2 d\eta_i + \eta_i \cdot \int_{-\infty}^{\infty} (\omega_i - \omega_0) |G_i(\eta_i)|^2 d\eta_i \right\}.$$

Учитывая, что третья группа слагаемых равна нулю, а квадрат эффективной ширине спектра i -го элемента определяется выражением

$$\Delta\omega_{\text{эф}i}^2 = \frac{1}{E} \int_{-\Delta\omega_i/2}^{\Delta\omega_i/2} \eta_i^2 |G_i(\eta_i)|^2 d\eta_i, \quad (11)$$

получим выражение для эффективной ширины спектра КДСЧС в виде

$$\Delta\omega_{\text{эф}}^2 = \sum_{i=1}^{N_u} \alpha_i \Delta\omega_{\text{эф}i}^2 + \sum_{i=1}^{N_u} \alpha_i (\omega_i - \omega_0)^2. \quad (12)$$

Отсюда следует, что квадрат эффективной ширины спектра КДСЧС с ортогональными элементами равен сумме взвешенных квадратов эффективных ширин спектров элементов и взвешенных квадратов смещений их несущих частот относительно центральной частоты.

Выражение (11) может быть записано в ином виде:

$$\Delta\omega_{\text{эф}}^2 = \sum_{i=1}^{N_u} \alpha_i \Delta\omega_{\text{эф}i}^2 + \sum_{i=1}^{N_u} \sum_{j=1}^{N_u} \alpha_i \alpha_j (\omega_i - \omega_j)^2. \quad (13)$$

Поскольку СТВ, как правило когерентны, определим эффективную частоту когерентного КДСЧС:

$$\omega_{\text{эф}}^2 = \omega_0^2 + \Delta\omega_{\text{эф}}^2. \quad (14)$$

Поскольку весовые коэффициенты α_i удовлетворяют условию нормировки (9), окончательно получим

$$\Delta\omega_{\text{эф}}^2 = \sum_{i=1}^{N_u} \alpha_i (\Delta\omega_{\text{эф}i}^2 + \omega_i^2). \quad (15)$$

Анализ выражения (15) показывает, что при условии энергетического равенства элементов наибольший вклад в значение эффективной ширины спектра и эффективной частоты вносят максимально удаленные в спектральной области элементы.

Подставив эффективную частоту когерентного КДСЧС (см. формулы (14) и (15)) в выражение (1) и приняв $\rho = 0$, найдем минимальную среднеквадратическую погрешность (СКП) измерения сдвига шкал времени

$$\sigma_{\min} = \frac{k_A}{q[\omega_0^2 + \sum_{i=1}^{N_u} \alpha_i (\Delta\omega_{\text{эф}i}^2 + \omega_i^2)]^{1/2}}, \quad (16)$$

определяющую потенциальную точность ССВЧ.

Необходимо подчеркнуть, что полученные выражения применимы для сигналов с ортогональными элементами, причем сами элементы могут быть как простыми, так и сложными сигналами, занимать различные полосы частот и иметь различные длительности. Если спектры элементов будут перекрываться, то значение эффективной ширины спектра будет меньше рассчитанного по формуле (15), а значение СКП больше σ_{\min} .

Полученные выражения позволяют синтезировать систему КДСЧС, обеспечивающую заданную потенциальную точность определения временной задержки при известном доплеровском изменении частоты. С увеличением числа корреспондентов, обменивающихся СТВ, требования к объему синтезируемых систем сигналов возрастают. При неизвестном доплеровском сдвиге минимальная погрешность измерения времени в соответствии с формулой (1) зависит от эффективной ширины спектра и коэффициента частотно-временной связи (КЧВС). При синтезе сигналов необходимо руководствоваться критериями максимума эффективной ширины спектра и минимума КЧВС.

В существующих системах передачи информации сигналы с дискретной частотной модуляцией получают в результате скачкообразного изменения частоты несущей по закону некоторой периодической числовой последовательности при неизменных амплитуде и шаге квантования по частоте и времени. Частотные элементы такого КДСЧС имеют одинаковые параметры, что обеспечивает сравнительно простую реализацию устройств обработки [5]. Легко показать, что эффективная ширина спектра такого сигнала описывается выражением:

$$\Delta\omega_{\text{эф}}^2 = N_u \Delta\omega_{\text{эф}i}^2 + \sum_{i=1}^{N_u} (H_i \Delta\omega - \omega_0)^2, \quad (17)$$

где H_i – значение числовой последовательности, которая может принимать значения от 1 до N_u ; $\Delta\omega$ – ширина спектра частотного элемента.

Следовательно, при заданных количестве частотных элементов и общей полосе частот КДСЧС, эффективная ширина спектра не зависит от закона формирования числовой последовательности $\{H_i\}$. Вид числовой последовательности определяет значение коэффициента частотно-временной связи, от которого зависит потенциальная точность измерения временной задержки. Поэтому синтез КДСЧС по критерию максимума потенциальной точности сводится к определению числовых последовательностей $\{H_i\}$ по критерию минимума КЧВС. В литературе [7] показано, что для КДСЧС с фиксированной структурой минимум КЧВС ($\rho = 0$) достигается у псевдочетных числовых последовательностей. Условие формирования таких последовательностей может быть записано в виде:

$$\sum_{i=1}^{N_u} i \cdot H_i = N_u(N_u + 1)^2 \quad (18)$$

При аналоговой модуляции этим свойством обладают сигналы с V – образной ЧМ.

В системах, работающих при пороговых отношениях сигнал/шум и со значительным числом корреспондентов в общей полосе частот, при синтезе структуры КДСЧС необходимо также использовать критерии минимума боковых лепестков автокорреляционной функции и минимума взаимной корреляционной функции сигналов.

Перспективными для применения в высокоточных системах являются дискретные составные частотные сигналы со сложными элементами. Они относятся к классу КДСЧС, у которых каждый частотный элемент является сложным сигналом с дискретной или аналоговой модуляцией. Эффективная ширина спектра таких сигналов также описывается выражением (15). При определении систем КДСЧС используются рассмотренные выше критерии. База такого КДСЧС, как известно, описывается выражением:

$$B = B_0 \cdot N_u^2, \quad (19)$$

где B_0 – база частотного элемента.

КДСЧС со сложными элементами позволяют достичь более высокой потенциальной точности за счет увеличения базы. Кроме того, такие КДСЧС позволяют передавать большее количество информации, чем КДСЧС с простыми элементами, и поэтому предпочтительны для совмещенных систем синхронизации и передачи информации.

Когерентные КДСЧС также могут использоваться в высокоточных фазовых системах синхронизации. Возможность применения фазового метода в радиометеорной синхронизации эталонов времени показана в работе [2].

Когерентные дискретные частотные сигналы позволяют решить проблему неоднозначности измерений фазового сдвига методом многошкальных измерений [8]. До настоящего времени в ССВЧ в основном применяется способ устранения многозначности по огибающей импульсного сигнала. При использовании многоэлементного когерентного дискретного частотного сигнала имеется возможность проводить измерения на разностных частотах, при которых точность определяется разностной частотой максимально удаленных по частоте элементов сигнала, а для устранения фазовой неоднозначности используются наименее удаленные элементы.

Для проверки полученных теоретических результатов была разработана в среде программирования Mathcad имитационная модель. Структурная схема модели приведена на рис. 2. Модель имитирует процессы формирования и обработки сигналов в современной аппаратуре синхронизации шкал времени. Поэтому модель может быть использована также для проверки правильности выбранных технических решений, определения оптимальных параметров устройств обработки, оценки ожидаемых результатов.

Имитационная модель использована для исследования КДСЧС, используемых в радиометеорной аппаратуре синхронизации времени и частоты «МЕТКА-11». Это двухчастотный сигнал (ДЧС), применяемый в аппаратуре для точного измерения временного положения по его огибающей и начальной фазе, и 13-позиционный фазоманипулированный сигнал (ФМС), применяемый для обнаружения сигнала, устранения неоднозначности измерения временного положения, присущей ДЧС, и передачи измерительной информации.

Формирование ДЧС осуществляется с помощью фазового манипулятора и полосового фильтра. Для этого несущая частота $f_0=(f_1+f_2)/2$ (f_1 и f_2 – частоты составляющих ДЧС) манипулируется по фазе на π меандром с длительностью элемента $\tau_1=1/(f_2-f_1)$. После полосового фильтра в спектре сформированного сигнала остаются две составляющие с частотами f_1 и f_2 . Это позволяет использовать одно и то же устройство для формирования всех используемых сигналов, благодаря чему не только уменьшается количество аппаратных блоков, но также упрощается процесс пилотирования (измерения аппаратных задержек) и сшивка результатов измерения временного положения ФМС и ДЧС.

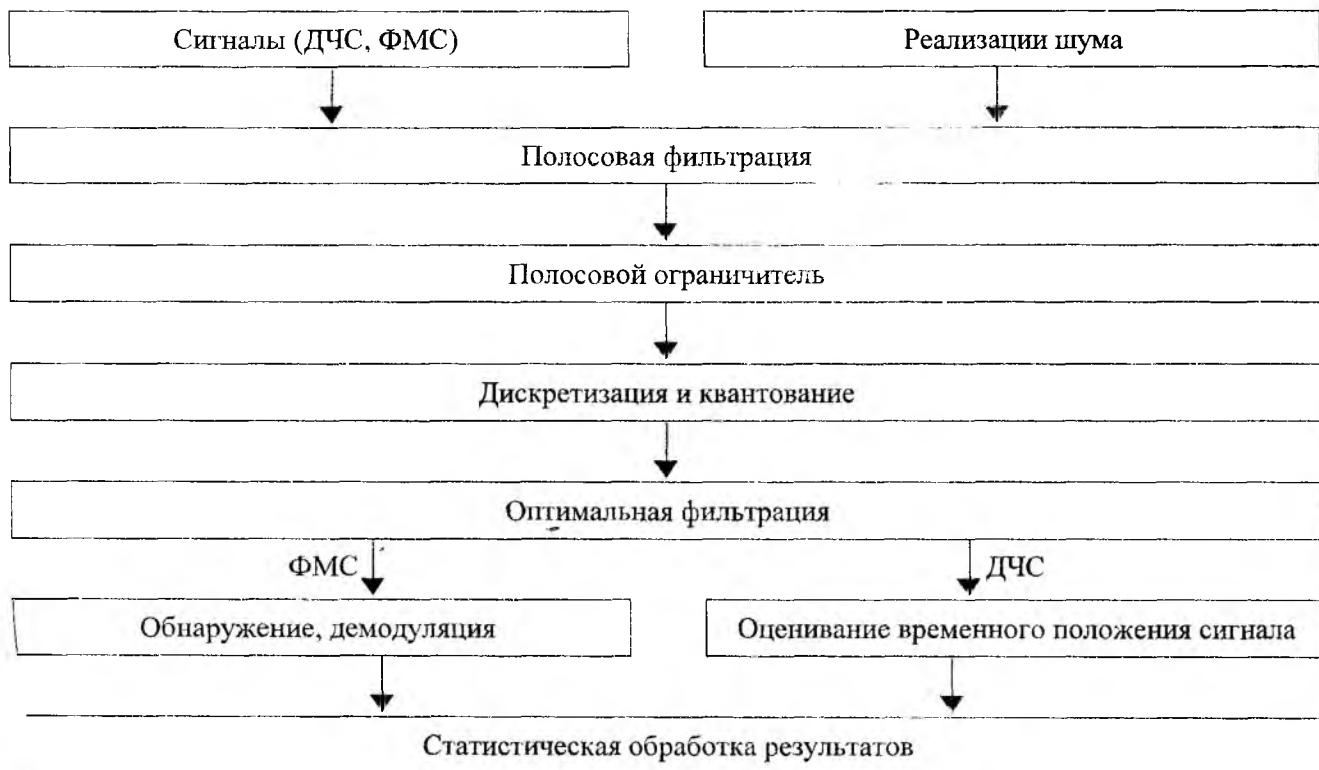


Рис. 2

При работе модели формируется входная реализация смеси сигнала с шумом. Параметры сигнала и шума можно изменять. Входная реализация представляется в виде последовательности цифровых отсчетов комплексной огибающей. Частота отсчетов $F \gg f_0$.

Входная реализация подвергается обработке в несколько этапов, соответствующих прохождению сигнала через цепи аппаратуры:

- полосовая фильтрация с полосой пропускания, соответствующей ширине спектра полезного сигнала;
- амплитудное ограничение с последующей полосовой фильтрацией (полосовой ограничитель);
- дискретизация по времени и амплитуде (переход от комплексной огибающей к цифровым отсчетам мгновенных значений); квантование по уровню соответствует задаваемой разрядности АЦП; период выборок соответствует ширине спектра сигнала;
- оптимальная фильтрация во временной области (накопление).

Форма фрагмента реализации смеси сигнала с шумом на разных этапах обработки показана на рис. 3 (при отношении сигнал/шум на входе ограничителя 0.25).

Параметры фильтра и дальнейшая обработка зависят от вида сигнала. Для ФМС выполняется обнаружение по превышению «сжатым» сигналом амплитудного порога. Для ДЧС вычисляется спектр «сжатого» сигнала, из него выделяются две составляющие, соответствующие частотным составляющим ДЧС. Затем определяются два значения временного положения сигнала: грубое – по разности фаз составляющих ДЧС и точное – по «фазе несущей» (полусумма фаз составляющих ДЧС).

Формирование и обработка ансамбля входных реализаций смеси ДЧС с разными реализациями шума, имеющими фиксированные параметры, дает массив результатов оценки временного положения сигнала. Изменения параметров шума, порога ограничения и разрядности АЦП позволяют опре-

делить зависимость погрешности измерения временного положения ДЧС от параметров помехи и аппаратуры (отношения сигнал/помеха, величины порога ограничения, разрядности АЦП).

На рис. 4 приведены некоторые результаты имитационного моделирования. Зависимости погрешностей измерения временного положения по разности фаз ДЧС от отношения сигнал/шум при наличии и отсутствии ограничения построены на рис. 4,а. Там же приведена теоретическая зависимость $\sigma_{\Delta t}(q)$. Влияние полосового ограничителя на точность определения временного положения ДЧС иллюстрирует рис. 4, б. Зависимость погрешности измерения по фазе несущей ДЧС от отношения сигнал/шум имеет аналогичный характер и отличается только величиной погрешности ($\sigma=0,5$ нс при $q=6$). Устранение неоднозначности измерения по фазе несущей возможно при усреднении результатов по разности фаз составляющих ДЧС по большому числу единичных измерений.

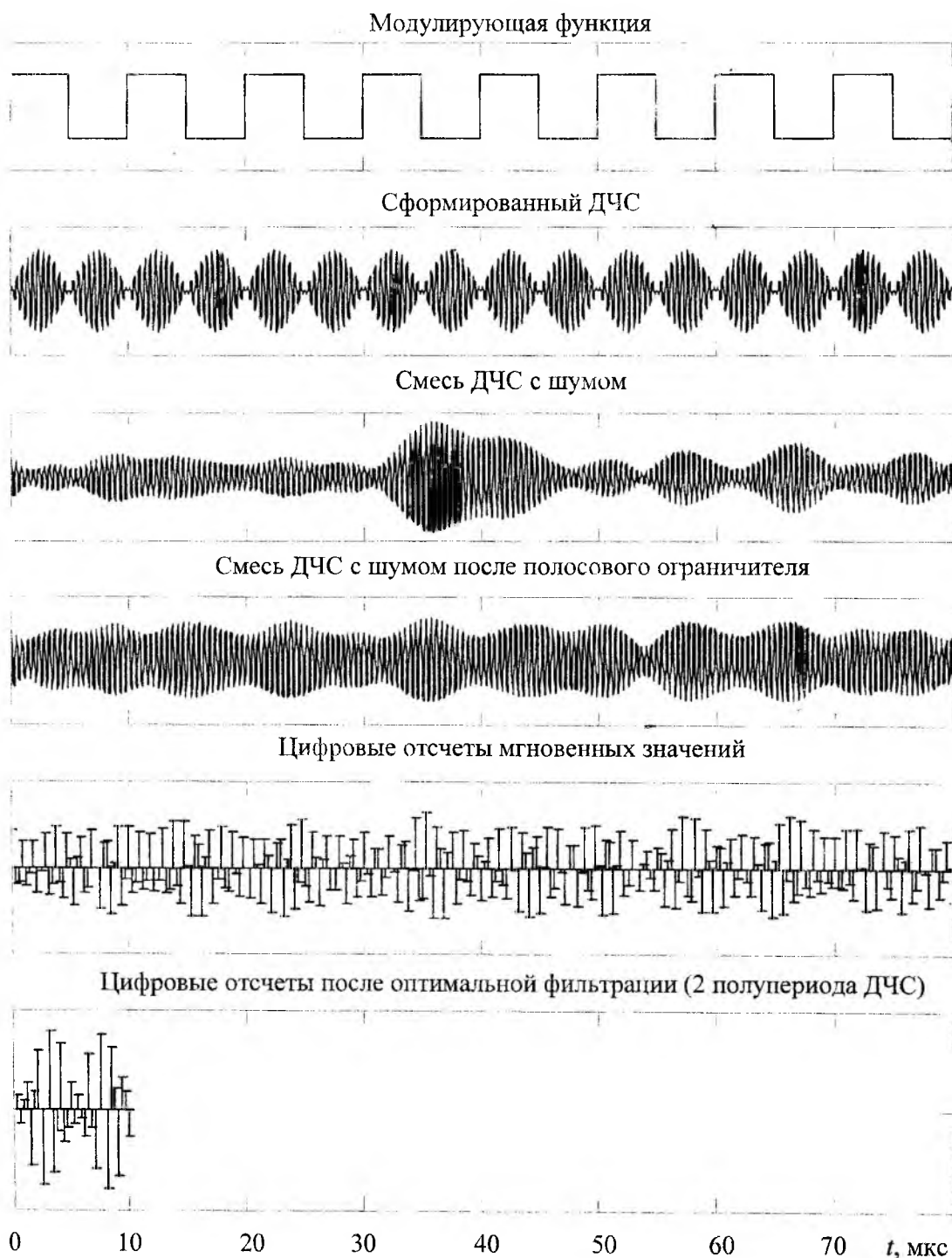


Рис. 3

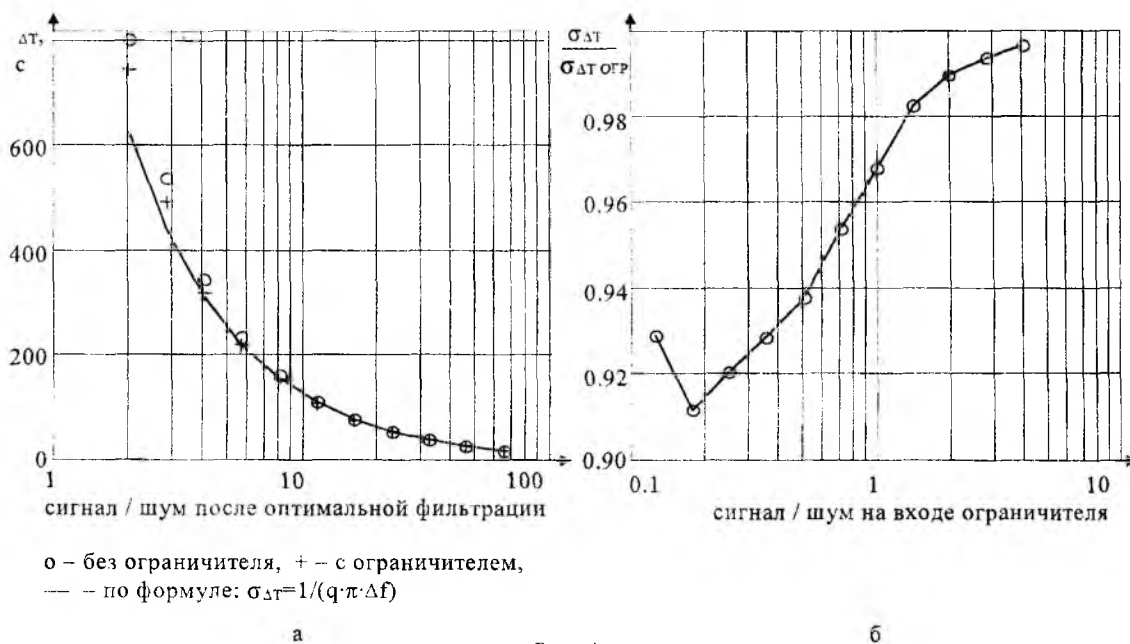


Рис. 4

Проведенный анализ показывает, что когерентные дискретные частотные сигналы и дискретные составные частотные сигналы удовлетворяют требованиям, предъявляемым к СТВ в ССВЧ. Такие сигналы могут быть использованы в высокоточных ССВЧ, реализующих как амплитудный, так и фазовый методы измерения запаздывания сигнала, в том числе в многофункциональных системах, совмещающих синхронизацию и передачу информации.

Список литературы: 1. Кук Ч., Бернфельд М. Радиолокационные сигналы /Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1971. 586 с. 2. Кащеев Е. П., Коваль Ю. А., Горбач В. И., Бондарь Б. Г. Метеоры сегодня. Киев: Техника, 1996. 196 с. 3. Бавыкина В. В., Дудник Б. С., Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А. Применение дискретных составных частотных сигналов для определения временного положения импульсов // Радиотехника. Харьков: Изд-во ХГУ, 1986. Вып. 76. С. 19-25. 4. Бавыкина В. В., Коваль Ю. А., Попович А. В. Когерентные дискретные частотные сигналы в системах с высокоточным определением времени задержки// Харк. ин-т радиоэлектрон. Харьков, 1992. 11с. Деп. в УкрИНТЭИ 14.08.92, № 1248. – Ук.92. 5. Варакин Л. Е. Теория систем сигналов. М.: Сов. радио, 1978. 304 с. 6. Шумоподобные сигналы в системах передачи информации / Под ред. В. Б. Пестрякова. М.: Сов. радио, 1973. 424 с. 7. Тузов Г. И. Статистическая теория приема сложных сигналов. М.: Сов. радио, 1977. 400 с. 8. Поиск, обнаружение и измерение параметров сигналов в радионавигационных системах / Под ред. Ю. М. Казаринова. М.: Сов. радио, 1975. 296 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 02.04.2001

СИНТЕЗ ЗАДАННОГО СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПРОИЗВОЛЬНОМ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОМ БАЗИСЕ

В теории эллиптически поляризованных электромагнитных волн хорошо разработаны методы анализа и синтеза волн с заданным состоянием поляризации в ортогональном линейном и кругополяризованном базисах*. На практике реализовать ортогональный линейно поляризованный базис трудно из-за наличия поля поперечной поляризации в излучении реальных антенн и ошибок в установке их плоскостей поляризации. Также трудно реализовать ортогональный кругополяризованный базис, так как излучение реальных антенн поляризовано эллиптически.

Рассмотрим задачу синтеза заданного состояния поляризации волны по двум неортогональным волнам с произвольной эллиптической поляризацией.

Пусть полностью поляризованная волна задана своей проекцией на TEM – плоскости в ортогональном базисе в виде

$$\begin{aligned} x &= r_x \cos(\omega_x t + \varphi_x), \\ y &= r_y \cos(\omega_y t + \varphi_y), \end{aligned} \quad (1)$$

где $r_x, r_y, \varphi_x, \varphi_y, \omega_x, \omega_y$ – константы, причем, $|\omega_x| = |\omega_y|$. Вопрос о направлении движения по кривой, описываемой системой уравнений (1), в начальный момент времени разрешается определением знака производной в нуле угла между положительным направлением оси OX и вектором, проведенным из начала координат в TEM-плоскости волны в точку на кривой. Рассматриваемый угол $\Phi(t)$ определяется соотношением

$$\Phi(t) = \operatorname{arctg} \frac{r_y \cos(\omega t + \varphi_y)}{r_x \cos(\omega t + \varphi_x)}. \quad (2)$$

Производная функции (2) будет равна

$$[\Phi(t)]'_{t=0} = \omega r_x r_y \sin(\varphi_x - \varphi_y).$$

Форма годографа проекции вектора волны, заданной системой (1) – эллипс с углом ориентации большей полуоси

$$\beta = \frac{1}{2} \left(\operatorname{arctg} 2 \frac{r_x r_y}{r_x^2 - r_y^2} \cos \psi + kl\pi \right),$$

$$\text{где } \psi = \varphi_y - \varphi_x, \quad k = \begin{cases} 0 & \text{при } r_x^2 \geq r_y^2, \\ 1 & \text{при } r_x^2 < r_y^2, \end{cases} \quad l = \begin{cases} 1 & \text{при } r_x r_y \cos \psi \geq 0, \\ -1 & \text{при } r_x r_y \cos \psi < 0. \end{cases}$$

При этом большая и меньшая полуоси эллипса будут равны соответственно

$$\begin{aligned} a &= \frac{|r_x r_y \sin \psi|}{\sqrt{r_x^2 \sin^2 \beta - r_x r_y \sin 2\beta \cos \psi + r_y^2 \cos^2 \beta}}, \\ b &= \frac{|r_x r_y \sin \psi|}{\sqrt{r_x^2 \cos^2 \beta + r_x r_y \sin 2\beta \cos \psi + r_y^2 \sin^2 \beta}}. \end{aligned}$$

Коэффициент эллиптичности γ принимает вид

* Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.

$$r = \frac{b}{a} = \frac{\sqrt{r_x^2 \sin^2 \beta - r_x r_y \sin 2\beta \cos \psi + r_y^2 \cos^2 \beta}}{\sqrt{r_x^2 \cos^2 \beta + r_x r_y \sin 2\beta \cos \psi + r_y^2 \sin^2 \beta}}$$

Определим уравнение волны, заданной системой уравнений (1), через комплексную амплитуду. Для этого ось OX примем в качестве вещественной, а OY - мнимой. Тогда в каждый момент времени ее проекция будет представляться комплексным числом

$$\dot{U}(t) = r_x \cos(\omega t + \varphi_x) + jr_y \cos(\omega t + \varphi_y) \quad (3)$$

Модуль $R(t)$ этого комплексного числа имеет вид

$$R(t) = \sqrt{r_x^2 \cos^2(\omega t + \varphi_x) + r_y^2 \cos^2(\omega t + \varphi_y)}, \quad (4)$$

а аргумент $\Phi(t)$ определен соотношением (2). На основании (4) и (2) уравнение (3) можно представить в виде

$$\dot{U}(t) = R(t)e^{j[\Phi(t) - \omega t]}e^{j\omega t} = U_m e^{j\omega t},$$

где $U_m = \max_{t \in [0, \infty)} \{R(t)e^{j[\Phi(t) - \omega t]}\}$ - комплексная амплитуда, т.к. $R(t) \leq \sqrt{r_x^2 + r_y^2}$.

Проанализируем поляризационные свойства волны, являющейся суммой двух различных волн, определяемых системами уравнений, которые аналогичны (1).

Пусть системами уравнений

$$\begin{cases} x = r_{1x} \cos(\omega_{1x}t + \varphi_{1x}), \\ y = r_{1y} \cos(\omega_{1y}t + \varphi_{1y}), \end{cases} \quad \begin{cases} x = r_{2x} \cos(\omega_{2x}t + \varphi_{2x}), \\ y = r_{2y} \cos(\omega_{2y}t + \varphi_{2y}), \end{cases} \quad (5)$$

где r, φ, ω - константы с дополнительными условиями

$$|\omega_{1x}| = |\omega_{1y}| = |\omega_{2x}| = |\omega_{2y}| = \omega,$$

определены две волны, сумма которых в этом случае будет задаваться системой уравнений

$$\begin{cases} x = r_{1x} \cos(\omega t + \varphi_{1x}) + r_{2x} \cos(\omega t + \varphi_{2x}), \\ y = r_{1y} \cos(\omega t + \varphi_{1y}) + r_{2y} \cos(\omega t + \varphi_{2y}). \end{cases} \quad (6)$$

Функция угла $\Phi(t)$ в данном случае будет иметь вид

$$\Phi(t) = \operatorname{arctg} \frac{r_{1y} \cos(\omega t + \varphi_{1y}) + r_{2y} \cos(\omega t + \varphi_{2y})}{r_{1x} \cos(\omega t + \varphi_{1x}) + r_{2x} \cos(\omega t + \varphi_{2x})}$$

$$[\Phi(t)]_{t=0} = \omega \{r_{1x} [r_{1y} \sin(\varphi_{1x} - \varphi_{1y}) + r_{2y} \sin(\varphi_{1x} - \varphi_{2y})] + r_{2x} [r_{1y} \sin(\varphi_{2x} - \varphi_{1y}) + r_{2y} \sin(\varphi_{2x} - \varphi_{2y})]\}.$$

Для упрощения дальнейшего изложения обозначим

$$\begin{aligned} s_{xc} &= r_{1x} \cos \varphi_{1x} + r_{2x} \cos \varphi_{2x}, & s_{xs} &= r_{1x} \sin \varphi_{1x} + r_{2x} \sin \varphi_{2x}, \\ s_{yc} &= r_{1y} \cos \varphi_{1y} + r_{2y} \cos \varphi_{2y}, & s_{ys} &= r_{1y} \sin \varphi_{1y} + r_{2y} \sin \varphi_{2y}, \\ \theta_{1x1y} &= \varphi_{1x} - \varphi_{1y}, & \theta_{1x2y} &= \varphi_{1x} - \varphi_{2y}, & \theta_{2x1y} &= \varphi_{2x} - \varphi_{1y}, & \theta_{2x2y} &= \varphi_{2x} - \varphi_{2y}. \end{aligned}$$

Теперь систему уравнений (6) можно представить в форме

$$\begin{cases} x = s_{xc} \cos \omega t - s_{xs} \sin \omega t, \\ y = s_{yc} \cos \omega t - s_{ys} \sin \omega t. \end{cases} \quad (7)$$

Представляя определенную системой уравнений (7) волну в форме, аналогичной (3), получим $R(t)$ и $\Phi(t)$ в виде соотношений

$$R(t) = \sqrt{(s_{xc}^2 + s_{yc}^2) \cos^2 \omega t - 2(s_{xc}s_{xs} + s_{yc}s_{ys}) \sin \omega t \cos \omega t + (s_{xs}^2 + s_{ys}^2) \sin^2 \omega t}$$

и

$$\Phi(t) = \arctg \frac{s_{yc} \cos \omega t - s_{ys} \sin \omega t}{s_{xc} \cos \omega t - s_{xs} \sin \omega t}$$

Для определения состояния поляризации суммарной волны преобразуем систему уравнений (7) в эквивалентную ей систему

$$\begin{cases} s_{ys}x - s_{xs}y = (s_{xc}s_{ys} - s_{yc}s_{xs}) \cos \omega t, \\ s_{yc}x - s_{xc}y = (s_{xc}s_{ys} - s_{yc}s_{xs}) \sin \omega t, \end{cases}$$

которую возведением в квадрат левых и правых частей обеих уравнений и последующим сложением новых уравнений превращаем в уравнение

$$(s_{yc}^2 + s_{ys}^2)x^2 - 2(s_{xc}s_{yc} + s_{xs}s_{ys})xy + (s_{xc}^2 + s_{xs}^2)y^2 = (s_{xc}s_{ys} - s_{yc}s_{xs})^2. \quad (8)$$

Так как коэффициенты при квадратах x и y в (8) всегда не отрицательны, уравнение (8) представляет собой эллипс. Для упрощения описаний дальнейших преобразований представим уравнение (8) в виде

$$q_y x^2 - 2q_{xy} xy + q_x y^2 = q^2, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} q_x &= r_{1x}^2 + 2r_{1x}r_{2x} \cos \psi_{2x1x} + r_{2x}^2, & q_y &= r_{1y}^2 + 2r_{1y}r_{2y} \cos \psi_{2y1y} + r_{2y}^2, \\ q_{xy} &= r_{1x}r_{1y} \cos \psi_{1y1x} + r_{1x}r_{2y} \cos \psi_{2y1x} + r_{2x}r_{1y} \cos \psi_{1y2x} + r_{2x}r_{2y} \cos \psi_{2y2x}, \\ q &= r_{1x}r_{1y} \sin \psi_{1y1x} + r_{1x}r_{2y} \sin \psi_{2y1x} + r_{2x}r_{1y} \sin \psi_{1y2x} + r_{2x}r_{2y} \sin \psi_{2y2x}, \\ \Psi_{2x1x} &= \varphi_{2x} - \varphi_{1x}, & \Psi_{2y1y} &= \varphi_{2y} - \varphi_{1y}, & \Psi_{1y1x} &= \varphi_{1y} - \varphi_{1x}, \\ \Psi_{2y1x} &= \varphi_{2y} - \varphi_{1x}, & \Psi_{1y2x} &= \varphi_{1y} - \varphi_{2x}, & \Psi_{2y2x} &= \varphi_{2y} - \varphi_{2x}. \end{aligned}$$

Для определения параметров поляризационного эллипса осуществим поворот координатных осей на угол β . В этом случае уравнение (9) примет вид

$$\begin{aligned} (q_x \sin^2 \beta - q_{xy} \sin 2\beta + q_y \cos^2 \beta) \bar{x}^2 + (q_x \cos^2 \beta + q_{xy} \sin 2\beta + q_y) \bar{y}^2 - \\ - (q_y \sin 2\beta + 2q_{xy} \cos 2\beta - q_x \sin 2\beta) \bar{x}\bar{y} = q^2, \end{aligned}$$

где XOY - новая система координат

Отсюда определим

$$\operatorname{tg} 2\beta = 2q_{xy} / (q_x - q_y), \quad (10)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \left(\arctg \frac{2q_{xy}}{q_x - q_y} + k\pi \right), \quad (11)$$

$$\text{где } k = \begin{cases} 0 & \text{при } q_x \geq q_y, \\ 1 & \text{при } q_x < q_y, \end{cases} \quad l = \begin{cases} 1 & \text{при } q_{xy} \geq 0, \\ -1 & \text{при } q_{xy} < 0. \end{cases}$$

Коэффициент эллиптичности определяется выражением

$$r = \left(\frac{q_x \sin^2 \beta - q_{xy} \sin 2\beta + q_y \cos^2 \beta}{q_x \cos^2 \beta + q_{xy} \sin 2\beta + q_y \sin^2 \beta} \right)^{1/2}.$$

Рассмотрим упрощения при сложении двух волн круговой поляризации с противоположным порядком обхода годографов. При этом параметры, определяющие системы уравнений (5), с достаточной степенью общности могут быть связаны следующими условиями:

$$\begin{aligned} r_{1x} = r_{1y} = r_1, \quad r_{2x} = r_{2y} = r_2, \\ \varphi_{1x} = \varphi_1, \quad \varphi_{1y} = \varphi_1 - \pi/2, \quad \varphi_{2x} = \varphi_2, \quad \varphi_{2y} = \varphi_2 - \pi/2, \\ \omega_{1x} = \omega_{1y} = \omega, \quad \omega_{2x} = \omega_{2y} = -\omega. \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned} q_x &= r_1^2 + 2r_1 r_2 \cos \psi + r_2^2, \\ q_y &= r_1^2 - 2r_1 r_2 \cos \psi + r_2^2, \\ q_{xy} &= 2r_1 r_2 \sin \psi, \\ q &= r_2^2 - r_1^2, \end{aligned} \tag{12}$$

где $\psi = \varphi_1 + \varphi_2$.

Из (12) и (10) следует, что

$$\operatorname{tg} 2\beta = \operatorname{tg} \psi, \tag{14}$$

С учетом (14) соотношения (12) представляются в следующем виде:

$$\begin{aligned} q_x &= r_1^2 + 2r_1 r_2 \cos 2\beta + r_2^2, \\ q_y &= r_1^2 - 2r_1 r_2 \cos 2\beta + r_2^2, \\ q_{xy} &= 2r_1 r_2 \sin 2\beta, \\ q &= r_2^2 - r_1^2. \end{aligned}$$

Отметим, что

$$\begin{aligned} q_x \sin^2 \beta + q_y \cos^2 \beta &= r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos^2 2\beta, \\ q_x \cos^2 \beta + q_y \sin^2 \beta &= r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos^2 2\beta \end{aligned}$$

и

$$r = \frac{\sqrt{(r_1 - r_2)^2}}{\sqrt{(r_1 + r_2)^2}} = \left| \frac{r_1 - r_2}{r_1 + r_2} \right|. \tag{15}$$

Таким образом, волны круговой поляризации с различным направлением обхода определяют эллиптически поляризованную волну с параметрами, определяемыми соотношениями (13, 14, 11 и 15).

Отметим, что $r^2 = \frac{(r_1 - r_2)^2}{(r_1 + r_2)^2}$. Приняв $\operatorname{tg} \alpha = \frac{r_2}{r_1}$, получим из предыдущего

$$(1 - \operatorname{tg} \alpha)^2 = r^2 (1 + \operatorname{tg} \alpha)^2. \text{ Разрешив последнее уравнение относительно } \operatorname{tg} \alpha, \text{ получим}$$

$$\operatorname{tg}\alpha = \begin{cases} \frac{1+r}{1-r}, \\ \frac{1-r}{1+r}, \end{cases} \quad \text{т.е.} \quad r_2 = \begin{cases} \frac{1+r}{1-r}r_1, \\ \frac{1-r}{1+r}r_1. \end{cases} \quad (16)$$

С помощью (13, 14 и 16) по заданным параметрам поляризационного эллипса а также направлению обхода можно определить r_2 и φ_2 одной из составляющих волн круговой поляризации, задав соответствующие параметры для другой.

Рассмотрим случай сложения двух электромагнитных поляризованных волн с различными ми поляризационными эллипсами.

Пусть β_1 и β_2 - углы наклона больших осей поляризационных эллипсов к координатной оси ОХ соответственно первой и второй волны, а r_1 и r_2 - соответствующие коэффициенты их эллиптичности. Согласно предыдущему анализу, каждую из этих волн можно представить в виде сумм двух волн круговой поляризации, но с противоположным направлением обходов круговых годографов.

Из (13)-(14) следует, что

$$\varphi_2^* = 2\beta^* - \varphi_1^*,$$

где β^* - угол наклона большой оси эллипса результирующей волны к оси ОХ, а φ_1^* и φ_2^* - фазы составляющих ее волн круговой поляризации (φ_1^* выбирается произвольно). Если φ_1^* выбрать равной сумме произвольных φ и β^* , то будет справедливым равенство

$$\varphi_2^* = \beta^* - \varphi.$$

Пусть также r^* - коэффициент эллиптичности такой волны, а r_1^* и r_2^* - амплитуды составляющих волн круговой поляризации. Так как r^* , согласно (16), также произвольно, то его можно выбрать, например, равным произведению некоторого E и величины $(1 - r^*)$. Тогда

$$r_2^* = E(1 + r^*)$$

Если же принять $r_1^* = E(1 + r^*)$, то $r_2^* = E(1 - r^*)$. При этом выбором знака E а также выбором величины φ можно обеспечить заданное направление обхода поляризационного эллипса, а абсолютной величиной E - требуемый масштаб эллипса.

Возвращаясь к рассмотрению сложения двух эллиптически поляризованных волн и обеспечивая указанные условия, выберем в качестве таких E и φ для каждой из исходных волн соответственно масштабирующие коэффициенты E_1 и E_2 к амплитудам а также поправки φ_1 и φ_2 к фазам. Примем также для этих волн следующие разложения на волны круговой поляризации:

$$\begin{aligned} U_1 &= E_1 \left[(1+r_1) e^{j(\beta_1+\varphi_1)} e^{j\omega t} + (1-r_1) e^{j(\beta_1-\varphi_1)} e^{-j\omega t} \right] \\ U_2 &= E_2 \left[(1-r_2) e^{j(\beta_2+\varphi_2)} e^{j\omega t} + (1+r_2) e^{j(\beta_2-\varphi_2)} e^{-j\omega t} \right] \end{aligned}$$

Процесс сложения таких волн можно осуществить следующим образом. Вначале складываются кругополяризованные составляющие исходных волн с одинаковым направлением обходов своих годографов. В результате получаем две волны круговой поляризации, но с противоположным направлением обхода своих годографов. Складывая последние, получим результирующую волну, выраженную через параметры волн круговой поляризации в следующем виде:

$$U = U_1 + U_2 = R_1 e^{j\Phi_1} e^{j\omega t} + R_2 e^{j\Phi_2} e^{-j\omega t}, \quad (17)$$

$$\text{где } R_1 = \sqrt{\left[E_1(1+r_1)\cos(\beta_1+\varphi_1) + E_2(1-r_2)\cos(\beta_2+\varphi_2) \right]^2 + \left[E_1(1+r_1)\sin(\beta_1+\varphi_1) + E_2(1-r_2)\sin(\beta_2+\varphi_2) \right]^2},$$

$$R_2 = \sqrt{\left[E_1(1-r_1)\cos(\beta_1-\varphi_1) + E_2(1+r_2)\cos(\beta_2-\varphi_2) \right]^2 + \left[E_1(1-r_1)\sin(\beta_1-\varphi_1) + E_2(1+r_2)\sin(\beta_2-\varphi_2) \right]^2},$$

$$\Phi_1 = \operatorname{arctg} \frac{E_1(1+r_1)\sin(\beta_1+\varphi_1) + E_2(1-r_2)\sin(\beta_2+\varphi_2)}{E_1(1+r_1)\cos(\beta_1+\varphi_1) + E_2(1-r_2)\cos(\beta_2+\varphi_2)},$$

$$\Phi_2 = \operatorname{arctg} \frac{E_1(1-r_1)\sin(\beta_1-\varphi_1) + E_2(1+r_2)\sin(\beta_2-\varphi_2)}{E_1(1-r_1)\cos(\beta_1-\varphi_1) + E_2(1+r_2)\cos(\beta_2-\varphi_2)}.$$

Согласно (11) и (12)-(14), β результирующей волны будет равно

$$\beta = \frac{\Phi_1 + \Phi_2 + k/l\pi}{2}, \quad (18)$$

$$\text{где } k = \begin{cases} 0 & \text{при } \cos(\Phi_1 + \Phi_2) \geq 0, \\ 1 & \text{при } \cos(\Phi_1 + \Phi_2) < 0, \end{cases} \quad l = \begin{cases} 1 & \text{при } \sin(\Phi_1 + \Phi_2) \geq 0, \\ -1 & \text{при } \sin(\Phi_1 + \Phi_2) < 0. \end{cases}$$

Согласно (15) r результирующей волны будет равен

$$r = \frac{|R_1 - R_2|}{R_1 + R_2}. \quad (19)$$

С одной стороны, согласно последнему равенству, результирующая волна может иметь круговую поляризацию только при $\min\{R_1, R_2\} = 0$. При $R_1 = 0$ получаем систему уравнений

$$\begin{cases} E_1(1+r_1)\cos(\beta_1+\varphi_1) = E_2(r_2-1)\cos(\beta_2+\varphi_2), \\ E_1(1+r_1)\sin(\beta_1+\varphi_1) = E_2(r_2-1)\sin(\beta_2+\varphi_2). \end{cases} \quad (20)$$

Разделив левую и правую части второго уравнения в (20) соответственно на левую и правую части первого, получим:

$$\operatorname{tg}(\beta_1 + \varphi_1) = \operatorname{tg}(\beta_2 + \varphi_2) \text{ или } \varphi_2 - \varphi_1 = \beta_1 - (\beta_2 + k\pi),$$

где k – целое число.

Возводя же в квадрат каждую часть обеих уравнений в (20) и складывая их, получим

$$E_1^2(1+r_1)^2 = E_2^2(r_2-1)^2 \text{ или } \frac{E_2}{E_1} = \pm \frac{1+r_1}{1-r_2}.$$

При $R_2 = 0$ получается система соотношений

$$\begin{cases} E_2(1+r_2)\cos(\beta_2-\varphi_2) = E_1(r_1-1)\cos(\beta_1-\varphi_1), \\ E_2(1+r_2)\sin(\beta_2-\varphi_2) = E_1(r_1-1)\sin(\beta_1-\varphi_1). \end{cases} \quad (21)$$

Осуществляя действия, аналогичные произведенным выше над (20), из (21) получим

$$\frac{E_2}{E_1} = \pm \frac{1-r_1}{1+r_2}.$$

С другой стороны, согласно (19), результирующая волна может иметь линейную поляризацию только при $R_1 = R_2$, или при

$$E_1^2(1+r_1)^2 + E_2^2(1-r_2)^2 + 2E_1E_2(1+r_1)(1-r_2)\cos(\beta_2 - \beta_1 + \varphi_2 - \varphi_1) = \\ E_1^2(1-r_1)^2 + E_2^2(1+r_2)^2 + 2E_1E_2(1-r_1)(1+r_2)\cos(\beta_2 - \beta_1 - \varphi_2 + \varphi_1).$$

Частично раскрыв скобки в последнем соотношении, получим

$$(E_1^2r_1 - E_2^2r_2) - E_1E_2(r_2 - r_1)\cos(\beta_2 - \beta_1)\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \\ = E_1E_2(1 - r_1r_2)\sin(\beta_2 - \beta_1)\sin(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Возведя левую и правую части последнего равенства в квадрат, получим:

$$E_1^2E_2^2\left\{(r_2 - r_1)^2\cos^2(\beta_2 - \beta_1) + (1 - r_1r_2)^2[1 - \cos^2(\beta_2 - \beta_1)]\cos^2(\varphi_2 - \varphi_1) - \right. \\ \left. - 2E_1E_2(E_1^2r_1 - E_2^2r_2)(r_2 - r_1)\cos(\beta_2 - \beta_1)\cos(\varphi_2 - \varphi_1) + \right. \\ \left. + \left\{E_1^2r_1 - E_2^2r_2\right\}^2 - E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^2[1 - \cos^2(\beta_2 - \beta_1)]\right\} = 0. \quad (22)$$

Уравнение (22) будем разрешать относительно $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$, для которого оно является квадратным. Для удобства представления выражений примем

$$\cos(\beta_2 - \beta_1) = \eta. \quad (23)$$

С учетом этого уравнение (22) примет вид:

$$E_1^2E_2^2\left\{\left[(r_2 - r_1)^2 - (1 - r_1r_2)^2\right]\eta^2 + (1 - r_1r_2)^2\right\}\cos^2(\varphi_2 - \varphi_1) - \\ - 2E_1E_2(E_1^2r_1 - E_2^2r_2)(r_2 - r_1)\eta\cos(\varphi_2 - \varphi_1) + \\ + \left\{E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^2\eta^2 + \left[(E_1^2r_1 - E_2^2r_2)^2 - E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^2\right]\right\} = 0. \quad (24)$$

Рассмотрим знак дискриминанта D квадратного уравнения (24).

$$(E_1^2E_2^2)^{-1}D = (1 - r_1r_2)^2\left\{E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^2 - (E_1^2r_1 - E_2^2r_2)^2\right\} + \\ + \left\{E_1^2r_1 - E_2^2r_2\right\}^2(r_2 - r_1)^2 - E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^4 - \left[(r_2 - r_1)^2 - (1 - r_1r_2)^2\right] \times \\ \times \left\{E_1^2r_1 - E_2^2r_2\right\}^2 - E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^2\right\}\eta^2 + E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^2\left[(1 - r_1r_2)^2 - (r_2 - r_1)^2\right]\eta^4.$$

Проанализируем в выражении для дискриминанта множитель при η^2 .

$$(E_1^2r_1 - E_2^2r_2)^2(r_2 - r_1)^2 - E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^4 - (E_1^2r_1 - E_2^2r_2)^2(r_2 - r_1)^2 + \\ + E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^2(r_2 - r_1)^2 + (1 - r_1r_2)^2(E_1^2r_1 - E_2^2r_2)^2 - E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^4 = \\ = -(1 - r_1r_2)^2\left\{E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^2 - (E_1^2r_1 - E_2^2r_2)^2\right\} + E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^2 - (r_2 - r_1)^2\right\},$$

поэтому,

$$\left[E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^2\right]^{-1}D = \left\{E_1^2E_2^2(1 - r_1r_2)^2 - (E_1^2r_1 - E_2^2r_2)^2\right\} - \\ - E_1^2E_2^2\left[(1 - r_1r_2)^2 - (r_2 - r_1)^2\right]\eta^2(1 - \eta^2) = G(1 - \eta^2). \quad (25)$$

Согласно (23) величина $1 - \eta^2 \geq 0$ и знак дискриминанта будет определяться знаком выражения в фигурной скобке уравнения (25). Рассмотрим знак выражения во второй квадратной скобке (25)

$$(1 - r_1r_2)^2 - (r_2 - r_1)^2 = (1 - r_1r_2 + r_2 - r_1)(1 - r_1r_2 - r_2 + r_1) = (1 - r_1^2)(1 - r_2^2).$$

Данное произведение положительно, т.к. $r_{1,2} \leq 1$, т.е.

$$(1 - r_1^2)(1 - r_2^2) \geq 0.$$

Поэтому выражение в фигурной скобке (25) будет тем меньше, чем больше η^2 . Примем максимальное значение $\eta^2 = 1$. Тогда условие положительного значения выражения в фигурной скобке (25) примет следующий вид

$$(E_1^2 - E_2^2)(E_2^2 r_2^2 - E_1^2 r_1^2) \geq 0,$$

что эквивалентно системам уравнений

$$\begin{cases} E_1 \geq E_2, & \frac{r_2}{r_1} \geq \frac{E_1}{E_2} \geq 1 \quad \text{или} \quad \frac{r_1}{r_2} \leq \frac{E_2}{E_1} \leq 1 \end{cases} \quad (26)$$

и

$$\begin{cases} E_1 \leq E_2, & \frac{r_2}{r_1} \leq \frac{E_1}{E_2} \leq 1 \quad \text{или} \quad \frac{r_1}{r_2} \geq \frac{E_2}{E_1} \geq 1. \end{cases}$$

Таким образом, условия (26) являются достаточными для разрешения квадратного уравнения (22) в действительных числах $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ при любых значениях β_1, β_2 и накладывают дополнительные ограничения на масштабирующие амплитудные коэффициенты и коэффициенты эллиптичности исходных волн эллиптической поляризации.

Решение уравнения (22) с учетом (23, 25 и 26) примет вид

$$\begin{aligned} F = \cos(\varphi_2 - \varphi_1) &= \frac{E_1 E_2 (E_1^2 r_1 - E_2^2 r_2)(r_2 - r_1) \eta \pm E_1 E_2 (1 - r_1 r_2) \sqrt{1 - \eta^2} \sqrt{G}}{E_1^2 E_2^2 \left\{ (1 - r_1 r_2)^2 - \left[(1 - r_1 r_2)^2 - (r_2 - r_1)^2 \right] \eta^2 \right\}} = \\ &= \frac{(E_1^2 r_1 - E_2^2 r_2)(r_2 - r_1) \eta \pm (1 - r_1 r_2) \sqrt{1 - \eta^2} \sqrt{G}}{E_1 E_2 \left\{ (1 - r_1 r_2)^2 - \left[(1 - r_1 r_2)^2 - (r_2 - r_1)^2 \right] \eta^2 \right\}}. \end{aligned} \quad (27)$$

Из (27), задав величину φ_1 , можно получить значение величины φ_2 в виде

$$\varphi_2 = \pm \arccos F + \varphi_1 + 2k\pi, \quad (28)$$

где k – целое число

Таким образом, две различные эллиптически поляризованные волны с заданными формами и расположением своих поляризационных эллипсов, а также направлениями их обхода, при сложении будут давать в качестве результирующей волну линейной поляризации, если масштабирующие коэффициенты E к амплитудам исходных волн отвечают условиям (26), а поправки φ к фазам – соотношению (28). При этом угол наклона плоскости поляризации к оси OX определяется согласно (18), а амплитуда совпадает с любым R из (17).

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 16.05.2001

Н. Г. ЗУЕВ, канд. физ.-мат. наук, В. С. ЧУМАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
С. В. ЧУМАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКИЙ И ФИЗИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ. II

В первой части нашей статьи [1] были решены задачи о распространении электромагнитных волн в периодических цилиндрических структурах с дисками конечной толщины. В этой части рассматриваются цилиндрические периодические структуры с тонкими дисками (теоретически – с бесконечно тонкими) как закрытого (рис. 1, а, б, в), так и открытого типов (рис. 1, г, д). Исследуются осесимметричные ($\partial/\partial\phi = 0$) поля электрического типа ($H_z = 0$).

Компоненты электромагнитных полей рассматриваемых структур определяются по формулам:

$$H_\phi(r, z) = -\frac{\partial A_z(r, z)}{\partial r}, \quad (1)$$

$$E_r(r, z) = \frac{1}{i\omega\epsilon} \frac{\partial^2 A_z(r, z)}{\partial r \partial z}, \quad (2)$$

$$E_z(r, z) = \frac{1}{i\omega\epsilon} \left(k^2 A_z(r, z) + \frac{\partial^2 A_z(r, z)}{\partial z^2} \right), \quad (3)$$

где $A_z(r, z)$ – составляющая векторного потенциала, с помощью которого определяются искомые электромагнитные поля. Для диафрагмированного волновода (рис. 1, а) компоненты векторного потенциала для двух областей запишутся как

$$A_z^I(r, z) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m T_m^I(z) \frac{Z_0^I(\tau_m^I r)}{Z_0^I(\tau_m^I a)}, \quad (4)$$

$$A_z^{II}(r, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n T_n^{II}(z) \frac{Z_0^{II}(\tau_n^{II} r)}{Z_0^{II}(\tau_n^{II} a)}. \quad (5)$$

В (4) и (5) обозначено:

$$T_m^I(z) = \sqrt{\frac{\epsilon_m}{2L}} \cos \frac{n\pi}{2L} z, \quad (6)$$

$$T_n^{II}(z) = e^{i\beta_n z} / \sqrt{2L}, \quad (7)$$

$$\beta_n = \beta_0 + (n\pi/L). \quad (8)$$

Определяя с помощью формул (1, 3-5) составляющие электромагнитного поля и приравнивая их на границе раздела областей при $r = a$, получим систему функциональных уравнений, решая которую, получим бесконечную однородную систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов A_m и B_n :

$$A_m \tau_m^I \frac{Z_0^{I'}(\tau_m^I a)}{Z_0^I(\tau_m^I a)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_{mn} \tau_n^{II} \frac{Z_0^{II'}(\tau_n^{II} a)}{Z_0^{II}(\tau_n^{II} a)} B_n \exp[i(\beta_0 L + n\pi/2)], \quad (9)$$

$$A_m (\tau_m^I)^2 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_{mn} (\tau_n^{II})^2 B_n \exp[i(\beta_0 L + n\pi/2)], \quad (10)$$

где $V_{mn} = -\frac{\sqrt{\epsilon_m} 2L 2\beta_n L}{(m\pi/2)^2 - (\beta_n L)^2} \sin[\beta_0 L + (m\pi/2)].$

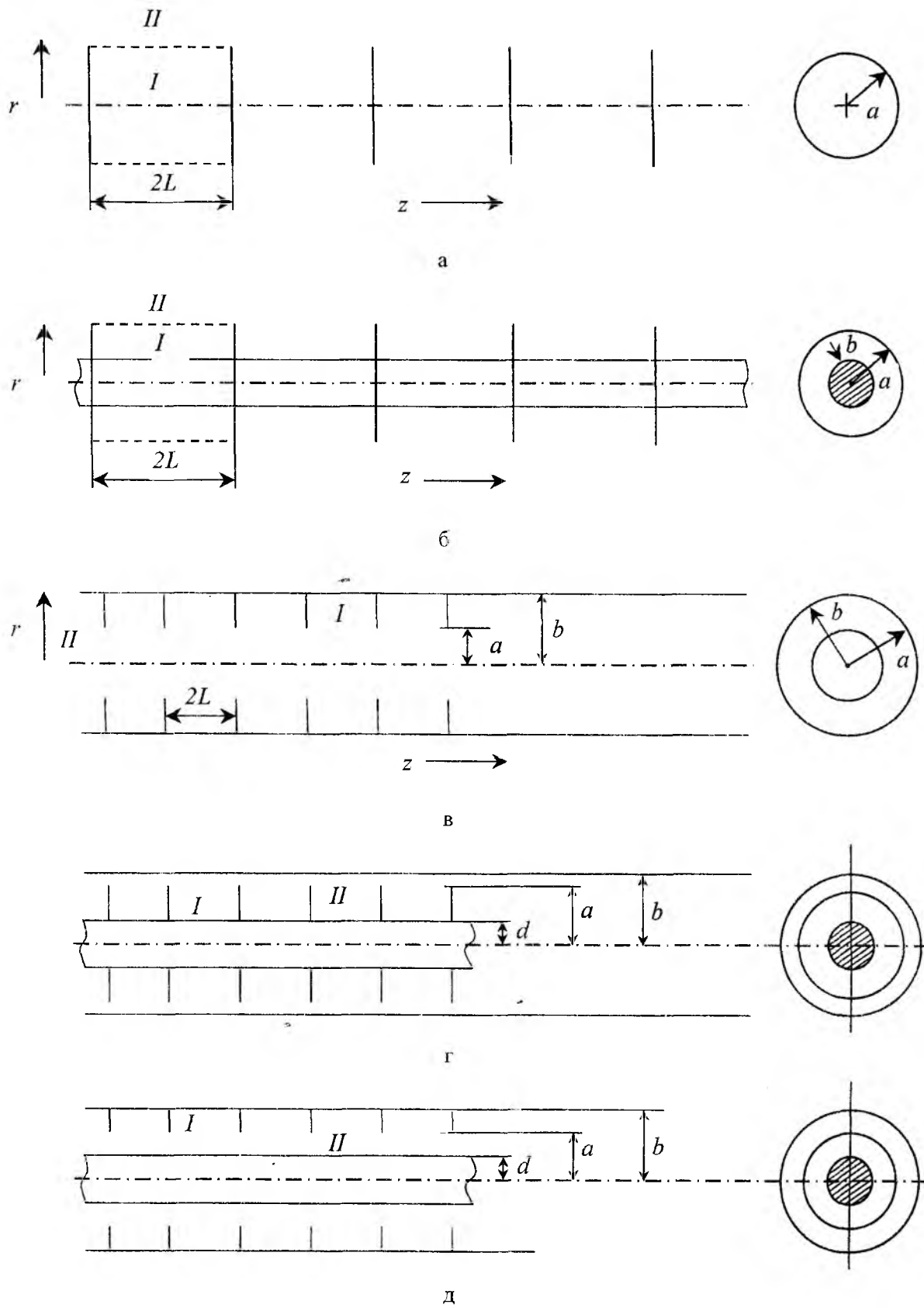


Рис.1

Условием существования и единственности решения системы (9),(10) является равенство нулю ее определителя:

$$\det \left\{ V_{mn} \left[\frac{\tau_n^{II} a Z_0^I(\tau_m^I a) Z_0^{II'}(\tau_n^{II} a)}{\tau_m^I a Z_0^I(\tau_m^I a) Z_0^{II}(\tau_n^{II} a)} - \left(\frac{\tau_n^{II} a}{\tau_m^I a} \right)^2 \right] \right\} = 0, \quad (11)$$

$m = 0, 1, 2, \dots; n = \dots - 1, 0, +1, \dots$

Из (11) при заданных геометрических размерах и частоте электромагнитного поля находится искомая постоянная распространения β_0 .

Уравнение (11) имеет место и для структур, изображенных на рис. 1, б, д, с той разницей, что для открытого волновода (рис. 1, г)

$$Z_0^I(\tau_m^I r) = I_0(\tau_m^I r), \quad Z_0^{II}(\tau_n^{II} r) = K_0(\tau_n^{II} r), \quad (12)$$

$$\tau_m^I = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{2L} \right)^2 - k^2}, \quad \tau_n^{II} = \sqrt{\beta_n^2 - k^2}, \quad (13)$$

а для открытого волновода (рис. 1, д)

$$Z_0^{II}(\tau_n^{II} r) = K_0(\tau_n^{II} r), \quad (14)$$

$$Z_0^I(\tau_m^I r) = K_0(\tau_m^I b) I_0(\tau_m^I r) - I_0(\tau_m^I b) K_0(\tau_m^I r). \quad (15)$$

Выпишем дисперсионное уравнение для открытого волновода, изображенного на рис. 1, г:

$$\det \left\{ V_{mn} \left[\frac{\tau_n^{II} a Z_0^I(\tau_m^I a) K_0'(\tau_n^{II} a)}{i \tau_m^I a Z_0^I(\tau_m^I a) K_0(\tau_n^{II} a)} - \left(\frac{\tau_n^{II} a}{\tau_m^I a} \right)^2 \right] \right\} = 0, \quad (16)$$

$m = 0, 1, 2, \dots; n = \dots - 1, 0, +1, \dots$

Графическая зависимость безразмерной частоты ka от безразмерной постоянной распространения βa показана на рис. 2 для трех значений отношения радиуса к полурасстоянию между дисками:

$$a/L = 3,5; \quad a/L = 6,5; \quad a/L = 9,5.$$

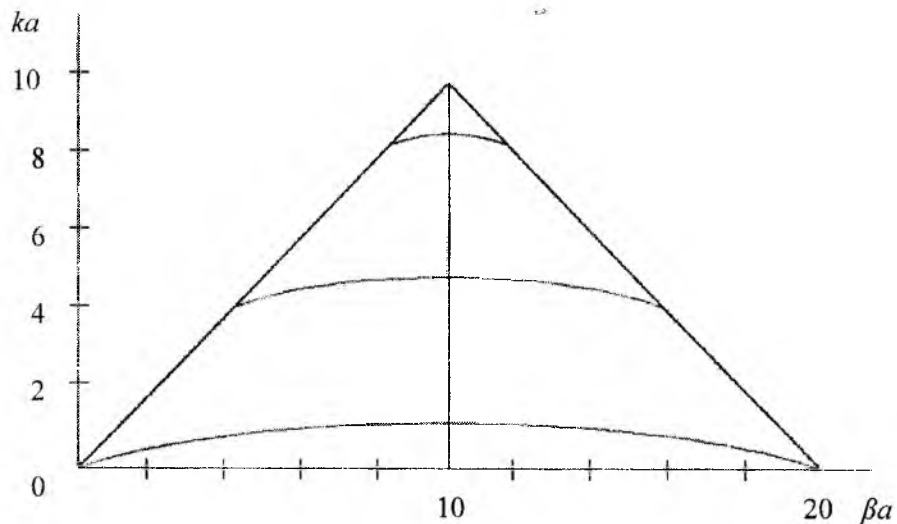


Рис. 2

Физический анализ дисперсионных свойств цилиндрических периодических волноводов (в частности, рассмотренных в [1]) может быть проведен двумя заметно отличающимися по трудоемкости способами. Во-первых, он может основываться на информации, которую можно получить численно-

ми методами путем отыскания корней сложных трансцендентных уравнений в виде определителей соответствующих систем линейных алгебраических уравнений достаточно высокого порядка. В общем виде такая алгебраическая система, а именно (11), приведена в [1]. Во-вторых, в случае узких щелей можно извлекать идентичную информацию из гораздо более простых по форме, но в высокой степени достоверных по существу дисперсионных уравнений в аналитической форме.

Физическая достоверность информации, содержащейся в полученных в явном виде дисперсионных уравнениях, объясняется тем обстоятельством, что в этих уравнениях учтено все бесконечное число пространственных гармоник поля в области распространения периодического волновода. Компактную аналитическую форму дисперсионное уравнение имеет благодаря тому, что бесконечные ряды, определяющие вклад высших пространственных гармоник, удается просуммировать и получить конечный результат в весьма простом виде.

Необходимо отметить, что полученные нами в аналитической форме дисперсионные уравнения существенным образом в идейном плане отличаются от известных в литературе аналогичных уравнений явного вида именно по способу их получения. В нашем случае дисперсионные уравнения получаются путем обращения в нуль просуммированного бесконечного определителя системы алгебраических уравнений. Во всех известных случаях дисперсионные уравнения были получены различными авторами [2-5] путем приравнивания нулю единственного элемента бесконечного определителя. В физическом отношении это означает, что в нашем случае дисперсионное уравнение описывает волны, распространяющиеся в периодическом волноводе (с волнами ТЕМ типа во внутренней области), а обращение в нуль единственного элемента бесконечного определителя физически адекватно замене исходной периодической структуры моделью регулярного волновода с анизотропной проводимостью стенок.

Дисперсионные характеристики периодических структур удобно представлять на так называемой диаграмме Бриллюэна. Хотя последнюю, можно считать достаточно хорошо известной специалистам, занимающимся исследованиями периодических структур, по-видимому, следует вкратце остановиться на ее описании. Применительно к нашим случаям диаграмма Бриллюэна представляет собой изображение дисперсионных свойств цилиндрических периодических волноводов в системе координат (x, xa) , где x – ось ординат, а xa – ось абсцисс. Поскольку xa представимо в виде

$xa = n_0 + v$, где n_0 – ближайшее к xa целое число и $|v| < \frac{1}{2}$, а исходное дисперсионное уравнение

в виде бесконечного определителя инвариантно относительно замены нумерации столбцов (например, n на $n' = n_0 + n$), что в практических целях удобно использовать систему координат (x, v, n_0) , где n_0 играет роль параметра для построения диаграммы Бриллюэна. Тогда в системе координат

(x, xa) области $0 \leq x \leq \infty, -\frac{1}{2} \leq xa < \frac{1}{2}$ будет соответствовать $(x, v; 0)$; области

$0 \leq x < \infty, \frac{1}{2} \leq xa < \frac{3}{2} - (x, v, 1)$; области $0 \leq x < \infty, -\frac{3}{2} \leq xa < -\frac{1}{2} - (x, v, -1)$ и т.д. Причем из вида [1]

исходных дисперсионных уравнений следует, что дисперсионные кривые на диаграмме Бриллюэна не зависят от параметра n_0 . Физически это означает, что при выбранной в самом начале (при постановке задачи) нумерации пространственных гармоник в ряде Фурье для области распространения волн с изменением n_0 изменяется номер так называемой основной гармоники поля. Под основной гармоникой (волной) принято подразумевать ту, которая имеет наибольшую по абсолютному значению фазовую скорость вдоль волновода. Например, при $n_0 = 0$ основной пространственной гармоникой является та, которая имеет индекс $n = 0$, при $n_0 = 1$ – имеющая индекс $n = -1$, при $n_0 = -1$ – с индексом $n = +1$ и т.д.

На диаграмме Бриллюэна с координатами (x, xa) лучи $x = \pm(xa - n_0)$, где $n_0 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ соответствуют распространению вдоль волновода основной пространственной гармоники со скоростью света. Части дисперсионных кривых, лежащих в области $x > |xa - n_0|$, соответствуют случаю, когда пространственная гармоника с индексом $n = -n_0$ принадлежит к типу волноводных волн, описываемых функциями Бесселя с вещественным аргументом (режим быстрых волн). Те участки

дисперсионных кривых, которые помещаются в области $x < |x_0 - n_0|$, соответствуют существованию пространственной гармоники с индексом $n = -n_0$ в виде поверхностной волны, описываемой модифицированными функциями Бесселя и функциями Макдональда с вещественными аргументами, – режим медленных волн.

В дальнейшем нами будет использована система координат (x, ν) для построения диаграммы Бриллюэна, причем полагается $n_0 = 0$. Построение этой диаграммы в системе координат (x, x_0) , как видно из предыдущего, не встречает каких-либо затруднений и сводится формально к последовательному наложению диаграмм, полученных для $(x, \nu; 0)$. Итак, далее в работе будет идти речь о диаграмме Брюллиэна в системе координат (x, ν) , а значение параметра n_0 опускается.

Лучи $x = \pm \nu$ на применяемой нами диаграмме разделяют два качественно отличающихся состояния основной пространственной гармоники поля, а именно – принадлежность ее к волноводному типу при $x > |\nu|$ и к поверхностному типу при $x < \nu$. Точки пересечения дисперсионной кривой с этими лучами соответствуют особому “пороговому” состоянию волны, когда при изменении параметра частоты x на сколь угодно малую величину $\Delta x > 0$ основная волна становится медленной (т.е. имеет фазовую скорость $V_\phi < c$), а при изменении x на произвольную малую величину $\Delta x < 0$ она существует в виде быстрой волноводной волны с $V_\phi > c$. Пороговые значения параметра x (будем обозначать их далее x_n) определяют нижние границы полос пропускания волновода для медленных волн и верхние значения полос пропускания для быстрых волн, способных распространяться вдоль периодической структуры.

Режимы медленных и быстрых волн в различных волноводах изучались в отдельности с той или иной степенью точности, зависящей от применяемого метода решения задачи. Исследования порогового состояния затруднялись тем, что необходимо было иметь возможно более точную исходную информацию о поле в периодическом волноводе, которую можно получить только с помощью надлежащей методики решения краевой задачи. Применяемая нами методика в отличие от других позволяет приступить к детальному изучению данного состояния.

Существенной особенностью порогового состояния является то, что в этом случае основная пространственная гармоника распространяется вдоль периодического волновода со скоростью света (поскольку $\nu = x$); следовательно, продольное волновое число для нее равно k , а радиальное число p_0 равно нулю. Воспользовавшись асимптотическими выражениями для цилиндрических функций $I_0(z)$, $N_0(z)$ и их производных при малых значениях аргументов, получим из дисперсионных уравнений для рассмотренных волноводов следующие простые уравнения для отыскания пороговых значений $x = x_n$ в каждом из рассмотренных случаев [1]:

$$I_0\left(x_n \pi \frac{c}{l}\right) N_0\left(x_n \pi \frac{a}{l}\right) - I_0\left(x_n \pi \frac{a}{l}\right) N_0\left(x_n \pi \frac{c}{l}\right) = 0, \quad (17)$$

$$I_0\left(x \pi \frac{a}{l}\right) = 0. \quad (18)$$

Пороговые значения параметра x определяются из этих уравнений при значениях $x < \frac{1}{2}$, для которых эти уравнения справедливы, и в первых трех случаях легко находятся с помощью таблиц. В самом деле,

$$x_n = \frac{l x_{os}(\tau)}{\pi c}, \quad \tau = \frac{a}{c}, \quad (19)$$

$$x_{ns} = \frac{j_{os}}{\pi a}. \quad (20)$$

Здесь j_{os} ($s = 1, 2, 3, \dots$) – нули функции Бесселя $I_0(x)$, (т.е. $I_0(j_{os}) = 0$); $x_{os}(\tau)$ – табулированные корни уравнения $I_0(x)N_0(\tau x) - I_0(\tau x)N_0(x) = 0$. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что пороговые значения параметра x (а, следовательно, и частоты, которая через x_n опре-

деляется по формуле $\omega_{ns} = \frac{\pi}{l} c x_{ns}$) для волноводов указанных типов зависят не от всех, а только от трех геометрических параметров. А именно, x_n зависит только от периода структуры и глубины щелей, определяемой радиусами a , c .

Найдем теперь выражение для электромагнитных полей, которые существуют в пороговом режиме в периодических волноводах, рассмотренных выше. Существенно, что амплитуды пространственных гармоник для этого случая определяются путем решения систем линейных алгебраических уравнений. Нас будет интересовать поле порогового режима в области распространения периодических волноводов. Для рассматриваемых волноводов в принятых на рис.1 обозначениях параметров a , b , c , смысл которых в каждом из случаев различный и легко усматривается из рисунка, аналитические выражения для компонент электромагнитного поля имеют одинаковый вид в области распространения:

$$E_z = 0,$$

$$E_r = H_\varphi = -\frac{iA}{\ln \frac{b}{a}} \Psi(x_n) \frac{e^{ikz}}{kr}, \quad \Psi(x_n) = \frac{\sin\left(\pi x_n \frac{d}{l}\right)}{\pi x_n \frac{d}{l}},$$

где A – константа, с точностью до которой определяется решение граничной задачи для системы однородных уравнений Максвелла.

Список литературы: 1. Зувев Н.Г., Пятак Н.И., Чумаченко В.С., Чумаченко С.В. Численно-аналитический и физический анализ распространения электромагнитных волн в цилиндрических периодических структурах. I // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.117. С.100-103. 2. Вальднер О.А., Власов А.Д., Шальнов А.В. Ускоряющие волноводы. М.: Атомиздат, 1973. 216с. 3. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Сов. Радио, 1957. 582с. 4. Волтер К. Антенны бегущей волны. М.: Энергия, 1970. 448с. 4. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. Харьков: Выща шк., 1976. 232с.

*Харьковский национальный университет радиоэлектроники
Харьковский научный физико-технологический центр НАНУ*

Поступила в редколлегию 10.07.2001

НАКЛОННАЯ ЩЕЛЬ В УЗКОЙ СТЕНКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

Простота конструкции, технологичность, малый вес и габариты, возможность реализации амплитудно-фазовых распределений требуемого вида для создания диаграмм направленности (ДН) специальной формы, особенно с низким уровнем боковых лепестков, обусловили применение волноводно-щелевых антенн в качестве антенн современных радиотехнических СВЧ – и КВЧ – комплексов различного назначения. В настоящее время на практике для создания узкой (менее 2° , по уровню -3дБ) ДН в азимутальной, Е-плоскости применяются линейные волноводно-щелевые резонансные антенны с наклонными щелями на узкой стенке прямоугольных волноводов или резонаторов. Такие антенны имеют незначительную ветровую нагрузку, позволяют получить достаточно высокое значение коэффициента усиления антенны и невысокий (не выше 17 дБ) уровень кроссполяризованного излучения по основному лепестку ДН во всем рабочем диапазоне частот.

Однако практическое применение антенн со щелевыми излучателями такого вида ограничивается отсутствием адекватной математической модели и доступного для широкого практического применения алгоритма расчета электродинамических характеристик, прежде всего, одиночного излучателя – наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода с зарезами на широкую стенку (рис. 1). В литературе такие щели исследованы не достаточно полно. Сложность решения задачи вызвана нерегулярностью геометрии щели, так как ее граничный контур имеет излом на ребре волновода. Наличие указанного излома усложняет учет толщины стенки волновода, поскольку объем виртуального волновода, образованного между внешней и внутренней стенками волновода, приобретает сложную форму. Все это существенно усложняет формулировку задачи определения поля в щели в традиционной аналитической форме. При малых углах наклона ϑ оси щели указанными нерегулярностями геометрии щели в первом приближении можно пренебречь, что накладывает ограничения на величину этого угла. В работе [1] приведено решение внутренней задачи о наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода с зарезами на широкую стенку, но не решена внешняя задача. Дано выражение для внутренней проводимости щели и приведены результаты исследования зависимости внутренней проводимости щели от ее длины, частоты возбуждающего волновод поля, угла наклона щели и ее ширины. В работе [2] в результате решения вариационной задачи получено интегральное уравнение для электрического поля в объеме щели, образованным внешней и внутренней стенками волновода. Уравнение решается методом конечных элементов, при этом не приходится накладывать ограничение на величину угла наклона щели, поскольку объем щели, включая места ее изломов, достаточно хорошо представляется набором маленьких треугольных цилиндров, аппроксимирующих этот объем. Приведено распределение поля в щели, а также зависимости нормированной проводимости щели от ее длины, угла наклона, длины зареза и частоты возбуждения с учетом конечной толщины стенки волновода. Проведен сравнительный анализ резонансной длины щели с учетом и без учета толщины стенки. Отмечено, что расчет коэффициента излучения может быть проведен путем моделирования щели как шунтирующего элемента в линии передачи, эквивалентной волноводу. При записи выражений для магнитного поля внутри и снаружи волновода использованы тензорные функции не для векторного потенциала, а для поля в области внутренней области волновода и области пространства вне прямоугольного клина. Такой подход, разумеется, должен давать более строгое решение внешней задачи по сравнению с традиционным использованием модели полупространства. Однако авторы не указывают, как они обходят трудность, связанную с тем, что внешняя область в окрестности узкой стенки содержит, как минимум, два прямых угла. Кроме того, в работе не указано, каким образом решена проблема, связанная с тем, что функция Грина для поля имеет неинтегрируемую особенность. Таким образом, хотя построенный в [2] алгоритм расчета электродинамических параметров щели можно считать достаточно обоснованным, он оказывается недоступным для других исследователей.

В настоящей работе поставлена цель построить алгоритм расчета энергетических параметров щели, используя широко апробированную ранее методику, а также опираясь на ряд эвристических соображений.

Рассмотрим бесконечный прямоугольный волновод (рис. 1) сечением $a \times b$ и с толщиной стенки t . В его узкой стенке под углом ϑ прорезана щель, раскрыв которой продолжается на широкую стенку

в виде разрезов длиной l . Осевая длина щели равна $2L$, ширина d . Волновод возбуждается полем с длиной волны в свободном пространстве λ . Для расчета коэффициента излучения и коэффициента отражения в такой системе, прежде всего, необходимо определить внутреннюю (со стороны возбуждающего волновода) и внешнюю (со стороны объема, в который излучает щель) проводимости.

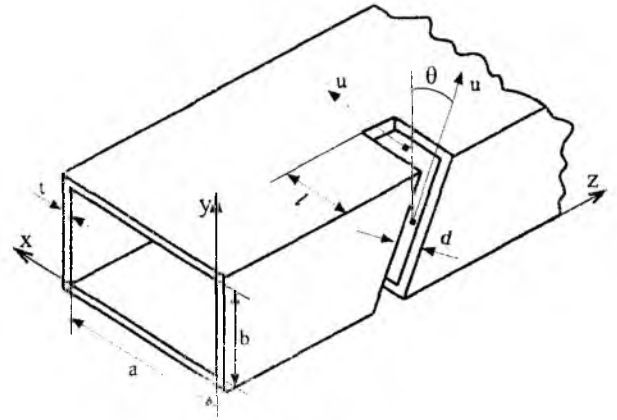


Рис. 1

Считаем, что электрическое поле в раскрыве щели \vec{e}_{sl} поперечно ($\vec{e}_{sl} = \vec{v}^o e_{sl}(u)$, где \vec{v}^o – орт координаты поперек щели, u – локальная координата, отсчитываемая вдоль участка щели от центра каждого участка). Раскрыв щели будем рассматривать, состоящим из трех линейных участков, и функцию распределения электрического поля в щели аппроксимируем следующим образом:

$$e_{sl}(u) = \begin{cases} \cos \frac{\pi u}{2L}, & -\frac{b}{2 \cos \vartheta} \leq u \leq \frac{b}{2 \cos \vartheta}, x = 0, \\ \cos \frac{\pi}{2L} \left(\frac{b}{2 \cos \vartheta} + \frac{l}{2} + u \right), & -\frac{l}{2} \leq u \leq \frac{l}{2}, y = 0, b, \end{cases} \quad (1)$$

где, x, y, z – прямоугольная система координат, связанная с волноводом.

Внутренняя проводимость

Внутренняя проводимость щели определяется согласно [3] как

$$Y^{\text{int}} = \frac{1}{V_0 d} \int_{S_{sl}} e_{sl}(u) H_u^{\text{int}}(\vec{e}_{sl}) dS, \quad (2)$$

где S_{sl} – площадь раскрыва щели, V_0 – амплитудный коэффициент, имеющий смысл напряжения между краями щели; $H_u^{\text{int}}(\vec{e}_{sl})$ – проекция на ось щели магнитного поля, возбужденного щелью внутри волновода. Магнитное поле в этой области представим в виде разложения в ряды Фурье по полной системе вихревых и потенциальных собственных функций объема волновода, занимаемого щелью [4]:

$$\vec{H}^{\text{int}}(\vec{e}_{sl}) = \sum_i h_i^h \vec{H}_i^h + \sum_i h_i^e \vec{H}_i^e + \sum_i h_i^p \vec{H}_i^p, \quad (3)$$

\vec{H}_i^h, \vec{H}_i^e – вихревые и \vec{H}_i^p – потенциальные собственные функции объема волновода, занимаемого щелью. Причем поле $\vec{H}_u^{\text{int}}(\vec{e}_{sl})$ является суперпозицией полей, создаваемых каждым из трех участков щели. Общий вид коэффициентов разложения h_i^h, h_i^e, h_i^p получен в работе [4], где неизвестными являются амплитуды $C_{\pm mn}^e$ и $C_{\pm mn}^h$ волн E_{mn} – и H_{mn} – типов соответственно, распространяющихся от щели в сторону $z < 0$ (знак «-») и $z > 0$ (знак «+»), [3]:

$$C_{\pm mn}^{e(h)} = \frac{1}{N_{mn}} \int_{S_{sl}} e_{sl}(u) H_{\mp u}^{e(h)} dS. \quad (4)$$

Подставляя (1) и (3) в (2), а также используя (4), после преобразований получим окончательное выражение для внутренней проводимости

$$Y^{int} = \frac{1}{4} \frac{j}{abcd^2} \frac{1}{120\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \varepsilon_m \varepsilon_n \varepsilon_p \left\{ \frac{k}{k_i^2 - k^2} \left((-1)^{p+1} \frac{e^{-j\gamma \frac{c}{2}}}{\gamma} \left[\frac{k_i \gamma}{k} F^h + \frac{k k_z}{k_i} V^h \right] \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (F_1^h + V_1^h) - F_1^{h2} + V_1^{h2} \right) - \frac{1}{k} \left(V^{p2} - F^{p2} - (-1)^{p+1} \frac{k e^{-j\gamma \frac{c}{2}}}{\gamma} \frac{\kappa}{k_i} V^h (F^p + V^p) \right) \right\} - \\ - \frac{j}{abcd^2} \frac{1}{120\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \left[\varepsilon_p \frac{k}{k_i^2 - k^2} \left((-1)^{p+1} \frac{e^{-j\gamma \frac{c}{2}}}{\gamma} (\gamma F^e - \frac{k_z}{k} V^e) (F_1^e + V_1^e) + \right. \right. \\ \left. \left. + F_1^{e2} - V_1^{e2} \right) \right] - \quad (5)$$

где m, n, p – целые числа, j – мнимая единица;

$$F^c = -2jJ^h - 2 \frac{\kappa_x \gamma}{\kappa k} [1 + (-1)^n] G^S; \quad F^e = -2J^e; \\ V^h = -2D^h; \quad V^e = 2D^e - \frac{2\kappa_y}{\kappa} [(-1)^n + 1] G^S; \\ V^p = -2D^p; \quad F^p = -2jJ^p + 2 \frac{k_z k_x}{\kappa k_i} [1 + (-1)^n] G_1^S;$$

$$G^S = \frac{4L/\pi}{1 - (2L\kappa_x/\pi)^2} \left[\sin \Lambda \left(C + D \frac{2L\kappa_x}{\pi} - \cos \frac{l\pi}{4L} \right) + \cos \Lambda \left(A - B \frac{2L\kappa_x}{\pi} + \sin \frac{l\pi}{4L} \right) \right] \frac{\sin \gamma \frac{d}{2}}{\gamma}; \\ J^e = \frac{\kappa_x}{\kappa} j \cos \vartheta \cos \kappa_y \frac{b}{2} \left[M \frac{\sin \chi \frac{d}{2}}{\chi} - N \frac{\sin \Psi \frac{d}{2}}{\Psi} \right]; \quad J^h = \cos \kappa_y \frac{b}{2} \left[\alpha N \frac{\sin \Psi \frac{d}{2}}{\Psi} - \beta M \frac{\sin \chi \frac{d}{2}}{\chi} \right]; \\ D^e = \frac{\kappa_y}{\kappa} \cos \vartheta \sin \kappa_y \frac{b}{2} \left[N \frac{\sin \Psi \frac{d}{2}}{\Psi} + M \frac{\sin \chi \frac{d}{2}}{\chi} \right]; \quad D^h = \sin \kappa_y \frac{b}{2} \left[\alpha N \frac{\sin \Psi \frac{d}{2}}{\Psi} + \beta M \frac{\sin \chi \frac{d}{2}}{\chi} \right]; \\ J^p = \cos \kappa_y \frac{b}{2} \left[\alpha^p N_1 \frac{\sin \Psi_1 \frac{d}{2}}{\Psi_1} - \beta^p M_1 \frac{\sin \chi_1 \frac{d}{2}}{\chi_1} \right]; \quad M = \frac{\sin(\varphi - \zeta)}{\frac{\pi}{2L} - \eta} + \frac{\sin(\varphi + \zeta)}{\frac{\pi}{2L} + \eta}; \\ D^p = \sin \kappa_y \frac{b}{2} \left[\alpha^p N_1 \frac{\sin \Psi_1 \frac{d}{2}}{\Psi_1} + \beta^p M_1 \frac{\sin \chi_1 \frac{d}{2}}{\chi_1} \right]; \quad N = \frac{\sin(\varphi + f)}{\frac{\pi}{2L} + \xi} + \frac{\sin(\varphi - f)}{\frac{\pi}{2L} - \xi}; \\ \alpha = \frac{\gamma \kappa_y}{\kappa k} \cos \vartheta + \frac{\kappa}{k} \sin \vartheta; \quad \alpha^p = -\frac{\kappa_y}{k_i} \cos \vartheta + \frac{k_z}{k_i} \sin \vartheta; \\ \beta = \frac{\gamma \kappa_y}{\kappa k} \cos \vartheta - \frac{\kappa}{k} \sin \vartheta; \quad \beta^p = -\frac{\kappa_y}{k_i} \cos \vartheta - \frac{k_z}{k_i} \sin \vartheta;$$

$$A = \sin \frac{l\pi}{4L} \cos \kappa_x l; \quad B = \cos \frac{l\pi}{4L} \sin \kappa_x l;$$

$$\chi = \kappa_y \sin \vartheta - \gamma \cos \vartheta;$$

$$\eta = -\kappa_y \cos \vartheta - \gamma \sin \vartheta;$$

$$f = \frac{\xi b}{2 \cos \vartheta}; \quad \varphi = \frac{\pi b}{4L \cos \vartheta};$$

$$k_i = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2 + k_z^2};$$

$$\gamma = \sqrt{k^2 - \kappa^2};$$

$$\kappa_x = \frac{m\pi}{a};$$

$$\kappa_z = \frac{2p\pi}{c};$$

$$\varepsilon_m = \begin{cases} 1, & m=0, \\ 2, & m \neq 0; \end{cases} \quad \varepsilon_n = \begin{cases} 1, & n=0, \\ 2, & n \neq 0; \end{cases}$$

$$C = \cos \frac{l\pi}{4L} \cos \kappa_x l; \quad D = \sin \frac{l\pi}{4L} \sin \kappa_x l;$$

$$\Psi = -\kappa_y \sin \vartheta - \gamma \cos \vartheta;$$

$$\xi = \kappa_y \cos \vartheta - \gamma \sin \vartheta; \quad \Lambda = \frac{\pi}{4L} \left(\frac{b}{\cos \vartheta} + l \right);$$

$$\zeta = \frac{\eta b}{2 \cos \vartheta};$$

$$\kappa = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2};$$

$$c = \frac{d}{\cos \vartheta} + b \tan \vartheta;$$

$$\kappa_y = \frac{n\pi}{b};$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

$$\varepsilon_p = \begin{cases} 1, & p=0, \\ 2, & p \neq 0. \end{cases}$$

В (5), выражения для $F_1^h, F_1^e, V_1^h, V_1^e$ получаются из соответствующих выражений для F^h, F^e, V^h, V^e путем замены в них γ на κ_z и k на k_i . Полученное выражение (5) для внутренней проводимости сводится к аналогичному выражению работы [1] только в случае наклонной щели без зарезов (когда $l=0$). Возможно, при внесении формул в текст статьи [1] была допущена какая-то ошибка. Внутренняя проводимость (5) представляется в виде бесконечных тройных рядов. Эти ряды достаточно быстро сходятся – для достижения погрешности не более 1% достаточно использовать первые 15 членов каждого из рядов. На рис. 2 приведена расчетная зависимость активной и реактивной части внутренней проводимости щели от

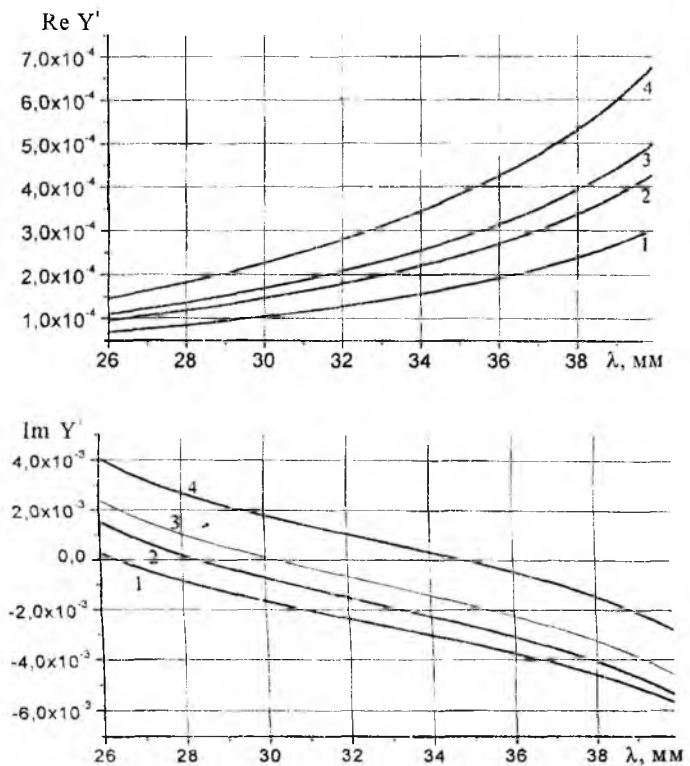


Рис. 2

длины волны возбуждающего волновод поля для щели, с углом наклона 30° , шириной $d = 1.5$ мм, прорезанной в волноводе сечением 23×10 мм² с толщиной стенки $t = 1$ мм для разных размеров зареза. Кривой 1 соответствует $l=1$ мм ($2L = 13.55$ мм); кривой 2 – $l=3$ мм ($2L = 17.55$ мм); кривой 3 – $l=4$ мм ($2L = 19.55$ мм); кривой 4 – $l=6$ мм ($2L = 23.55$ мм). Из рисунка видно, что активная часть проводимости возрастает с увеличением длины волны аналогично активной проводимости продольной щели в широкой стенке волновода. Реактивная часть проводимости для щели с малыми зарезами (порядка d) обращается в нуль при полной длине щели, равной примерно половине длины

волны в свободном пространстве (кривая 1), т.е. наступает резонанс по внутреннему пространству. Чем больше щель зарезается на широкую стенку волновода, тем больше резонансная длина щели отличается от полуволновой (кривые 2, 3, 4), т.е. происходит «укорочение» резонансной длины щели. Полученные результаты для внутренней проводимости совпадают с результатами аналогичных исследований работы [1].

Внешняя проводимость

Решение внешней задачи возбуждения свободного пространства усложняется тем, что отсутствует функция Грина для области, внешней по отношению к волноводу (его боковой поверхности). Когда щель полностью размещается на стенке волновода, для простоты полагают, что она излучает в полупространство. Сделаем попытку воспользоваться таким же приближением, полагая, что внешняя поверхность щели является линейной (без изломов). В исследуемой задаче – это модель приближенная, однако представляет интерес выяснить, насколько точно она будет описывать характеристики щели по отношению к экспериментальным результатам.

Внешнюю проводимость Y^{ext} определим из решения задачи возбуждения свободного полупространства заданным полем на щели [3]: $Y^{ext} = -\frac{1}{V_0 d} \int_{S_{sl}^{ext}} e_{sl}(u) H_u^{ext}(\vec{e}_{sl}) dS$, где $H_u^{ext}(\vec{e}_{sl})$ – проекция на ось щели вектора магнитного поля, излученного ею во внешнее пространство, и S_{sl}^{ext} – площадь раскрыва щели со стороны внешнего пространства. Учитывая, что волновод имеет конечную толщину стенки, полную длину щели со стороны внешнего пространства определяем как

$$2L^{ext} = \frac{b + 2t}{\cos \vartheta} + 2l + 2t. \quad (6)$$

Магнитное поле, возбуждаемое щелью во внешнем пространстве, найдем с помощью вектора Герца, который, в свою очередь, выражается через тензорную функцию Грина для векторного потенциала полупространства. После двойного интегрирования по частям в выражении для проводимости получаем формулы, содержащие четырехкратные интегралы [6], которые интегрируются численным способом [7] с использованием ЭВМ [5]. С целью обхода сингулярностей, которые имеются в подынтегральных выражениях, при использовании численного метода интегрирования Гаусса [8] во внешнем и внутреннем интегралах выбрано разное количество опорных точек.

Исследование энергетических характеристик

Коэффициент излучения щели рассчитываем, согласно [3], как $|S_{\Sigma}|^2 = \frac{2 \operatorname{Re} Y^{int} \operatorname{Re} Y^{ext}}{|Y^{int} + Y^{ext}|^2}$. Это

выражение справедливо в предположении, что волновод имеет бесконечно тонкую стенку. Но толщина стенки учтена косвенно, поскольку внешний размер щели определен по формуле (6), в которую входит толщина стенки волновода.

Экспериментальные исследования проводились с помощью панорамного измерителя КСВН и ослабления Я2Р-67 для щели шириной $d = 1.5$ мм и углом наклона $\vartheta = 30^\circ$ на волноводе сечением 23×10 мм² с толщиной стенки $t = 1$ мм. На рис. 3 представлены расчетные (без символов) и экспериментальные (с символами) кривые зависимостей коэффициента излучаемой щелью мощности от частоты для разных значений длин зареза l щели на широкую стенку волновода. Группе кривых 1 соответствует $l = 2.5$ мм, группе 2 – $l = 2$ мм, группе 3 – $l = 1$ мм. Как видно из рисунка, ре-

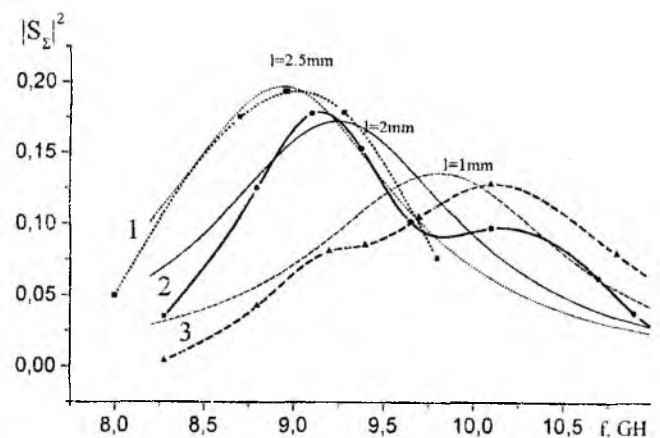


Рис. 3

зонансные частоты щелей на 3-5% меньше тех значений, при которых длина щели, определяемая со стороны волновода, является полуволновой. С увеличением величины зареза происходит уменьшение значения резонансной частоты с одновременным увеличением излучаемой щелью мощности и ее добротности.

Достаточно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений коэффициента излучаемой щелью мощности $|S_{\Sigma}|^2$ подтверждает приемлемость выбранных в данной работе приближений для построения алгоритма расчета энергетических характеристик такого щелевого излучателя. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании волноводно-щелевых антенных решеток или устройств щелевой связи электродинамических объемов на базе щелевых излучателей, рассмотренных в данной работе.

Список литературы: 1. *Коробченко Н.А.* Внутренняя проводимость нерезонансной наклонной щели на узкой стенке прямоугольного волновода. Радиотехника. – 1987. – Вып. 82. – С. 102-110. 2. *Cheng-Geng Jan, Ruey-Beei Wu, Powen Hsu, Dau-Chyrh Chang.* Analysis of edge slot in rectangular waveguide with finite waveguide wall thickness. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 44, No. 8, august 1996. 3. *Фельд Я.Н., Бененсон Л.С.* Антенно-фидерные устройства. – М., 1959. – Т. 2. – 551 с. 4. *Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А.* Возбуждение прямоугольного волновода наклонной и крестообразной щелями // Антенны (М.). – 1975. – вып. 22. – С. 46-60. 5. *Яцук Л.П. Пенкин Ю.М.* Энергетические параметры излучающего в полупространство прямоугольного отверстия в боковой поверхности волновода. – 37 с. Деп. в Укр НИИТИ, 1987, №1450-Ук 87 Деп. 6. *Лященко В.А., Катрич В.А.* Внешние проводимости широких щелей // Вестник Харьковского национального университета. Харьков. 2000. №467. С. 17-22. 7. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979. – 830 с. 8. *Мудров А.Е.* Численные методы для ПЭВМ на языках Бейсик, Фортран и Паскаль. Томск: МП «Раско», 1991. 270 с.

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 04.07.2001

ФОРМИРОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ГЕТЕРОДИННОГО СИГНАЛА С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОДОБОТНЫХ КРИОГЕННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Нестабильность частоты когерентного гетеродина в истинно когерентной системе и нестабильность частоты синхронизируемого гетеродина и местного гетеродина в псевдокогерентной системе влияют на эффективность работы системы селекции движущихся целей при использовании когерентно-импульсного метода радиолокации. Для повышения стабильности частоты и уменьшения числа источников нестабильности применяют различные методы стабилизации, а также системы умножения частоты стабильных низкочастотных генераторов. Однако в некоторых случаях требования, предъявляемые к источникам когерентных сигналов, могут быть противоречивыми. Например, колебательная система гетеродина, синхронизируемого импульсным сигналом передатчика, должна быть низкодобротной, и в тоже время для обеспечения высокой стабильности частоты добротность колебательного контура генератора должна быть высокой. Выполнение таких требований ведет к различным компромиссным решениям, что в конечном итоге снижает эффективность всей системы в целом.

Особенностью, несколько снижающей требования к системам стабилизации частоты в когерентно-импульсных РЛС, является необходимость обеспечения высокой стабильности, в основном, в течение интервала времени между излученным и отраженным импульсами, длительность которого обычно порядка 10^{-3} с. Такие временные интервалы сравнимы с постоянными времени сверхпроводящих высокодобротных колебательных систем.

Целью данной работы является анализ возможностей использования сверхпроводящих резонаторов (СПР) в качестве источников высокостабильных гетеродинных сигналов.

При воздействии на колебательный контур одиночного прямоугольного радиоимпульса процесс установления и затухания колебаний в контуре может быть описан соотношением [1]

$$U(t) = U_{\text{макс}} \left| \frac{1 - e^{j\tau\Delta\omega_p} e^{-\frac{\tau\omega_p}{2Q_n}}}{1 + j \frac{2Q_n \Delta\omega_p}{\omega_p}} \right| e^{-\frac{\omega_p t_1}{2Q_n}} e^{j\omega_p t}, \quad (1)$$

где $U(t)$ – текущее значение напряжения на контуре; $U_{\text{макс}}$ – максимальное значение напряжения

на контуре; τ – длительность импульса; $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_p \sqrt{1 - \frac{1}{4Q_n^2}}$ – расстройка несущей частоты

ω_0 радиоимпульса относительно частоты свободных колебаний ω_p контура, вычисленной с учетом активных потерь в нем; $t_1 = 0$ при $0 < t < \tau$, $t_1 = t - \tau$ при $t > \tau$.

Переходя к рассмотрению процесса взаимодействия одиночного прямоугольного импульса с СВЧ заполнением и объемного высокодобротного резонатора, включенного на проход, для огибающей сигнала на выходе резонатора можно записать:

$$P_{\text{вых}} = P_{\text{вх}} \frac{1 - 2e^{-\frac{\tau\omega_p}{2Q_n}} \cos(\tau\Delta\omega) + e^{-\frac{\tau\omega_p}{2Q_n}} e^{-\frac{\omega_p t_1}{Q_n}}}{1 + Q_n^2 \left(\frac{2\Delta\omega_p}{\omega_p} \right)^2} \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2}. \quad (2)$$

При $\omega_0 = \omega_p$ выражение (2) преобразуется к следующему виду

$$P_{вых} = P_{вх} \left(1 - e^{-\frac{\tau \omega_p}{2Q_n}} \right) e^{-\frac{\omega_p t_1}{Q_n}} \frac{4\beta_1 \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2}, \quad (3)$$

где β_1, β_2 – коэффициенты связи с резонатором по входу и выходу.

Численные оценки, проведенные с помощью соотношения (3) при частоте 10 ГГц и добротностях резонаторов от 10^5 до 10^8 , показывают, что величина сигнала в резонаторе, отличающаяся от максимального значения не более, чем на 1 %, может быть достигнута при длительностях импульсов от $2 \cdot 10^{-5}$ до $2 \cdot 10^{-2}$ с. В то же время уменьшение сигнала, излучаемого из резонатора после прекращения воздействия импульса до величин $10^{-3} - 10^{-4}$ от максимального значения, произойдет за интервалы времени от $1 \cdot 10^{-5}$ до $1 \cdot 10^{-2}$ с соответственно. Видно, что при добротности резонатора $Q_n \sim 10^7$ можно обеспечить существование сигнала, достаточной для практического использования величины, в течение $\sim 10^{-3}$ с после прекращения импульса. При этом сохраняется высокая стабильность частоты сигнала, которая определяется параметрами резонатора.

В работах [2,3] показано, что, например, для цилиндрического СПР трехсантиметрового диапазона, возбужденного на виде колебаний H_{011} при $T = 4,2$ К, $h = 2r_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ м (h, r_0 – высота и радиус резонатора), $\beta_1 = \beta_2 = 1$, $Q_n = 10^7$, можно обеспечить уровни мощностей входных сигналов 65 и 533 Вт соответственно для рабочих поверхностей из Pb и Nb. При росте добротности эти величины пропорционально уменьшаются [2].

Полученные значения представляют собой теоретический предел, который достижим при идеальной гладкости и чистоте сверхпроводящих поверхностей и мгновенном отводе тепла от них [2,3]. При реальных технологических возможностях и конечной теплопроводности эти величины будут еще на один-два порядка ниже [3].

Однако необходимо учесть, что эти значения получены в предположении непрерывного воздействия СВЧ мощности на СПР, а не для случая воздействия импульса с длительностью намного меньшей постоянной времени резонатора (типичные длительности зондирующих импульсов в РЛС $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ с). Это значит, что даже при подаче на вход СПР импульса с амплитудой, превышающей приведенные критические значения, напряженности полей за время импульса не успеют достичь критических значений.

С помощью соотношения (3) можно определить, что при длительности импульса $\tau = 4 \cdot 10^{-6}$ с, $P_{вх} = 10^3$ Вт, $Q_n = 10^7$, $\omega = 2\pi \cdot 10^{10}$ рад/сек, $\beta_1 = \beta_2 = 1$ выходная мощность сигнала резонатора через 10^{-3} с после окончания импульса составит 10^{-4} Вт, что достаточно для работы смесителя. При использовании усилителя для выходного сигнала резонатора величины τ и $P_{вх}$ могут быть уменьшены.

Экспериментальное исследование режима импульсной накачки СПР производилось в трехсантиметровом диапазоне с помощью установки, блок-схема которой приведена на рисунке.

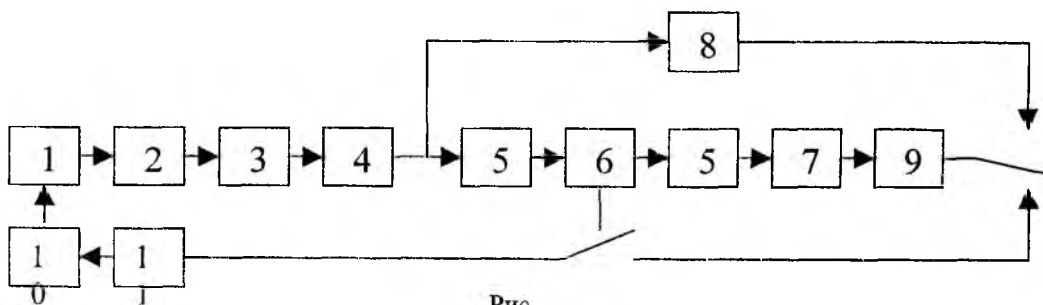


Рис.

Цифрами на схеме обозначены: 1 – отражательный клистрон; 2 – аттенуатор; 3 – перестраиваемый фазовращатель; 4 – СПР; 5 – ферритовые вентили; 6 – амплитудный модулятор; 7, 8 – детекторные секции; 9 – двухлучевой осциллограф; 10 – блок питания клистрона; 11 – генератор импульсов.

СПР представлял собой цилиндрический резонатор, изготовленный из меди, рабочие поверхности которого покрывались слоем свинца. Резонатор помещался в устройство с волноводными регулируемые линией связи и герметизировался. Устройство с резонатором размещалось в криостате и охлаждалось до температуры 4,2 К. Связи с резонатором устанавливались близкими к критическим. Резонатор возбуждался на виде колебаний H_{011} и на частоте 9450 МГц имел нагруженную добротность $\sim 10^7$.

С целью обеспечения работы на резонансной частоте резонатора с помощью аттенуатора и фазовращателя производилось затягивание частоты отражательного клистрона, т. е. клистрон совместно с аттенуатором, фазовращателем и СПР превращался в вынужденный СВЧ генератор, стабилизированный внешним резонатором, включенным на проход.

Импульсные сигналы с выходов генератора импульсов подавались на отражатель клистрона и на один из входов осциллографа. Клистронный генератор настраивался таким образом, чтобы режим затягивания реализовывался только во время действия импульса. Учитывая, что переходные процессы в схеме клистрон-аттенуатор-фазовращатель-СПР определяются параметрами СПР, сигнал на выходе СПР рассматривался как импульсный сигнал, прошедший через резонатор. Сигнал с выхода СПР поступал на детекторную секцию и наблюдался на экране осциллографа, где одновременно наблюдался и модулирующий сигнал.

Поскольку клистронный генератор имел малую выходную мощность ($P_{\text{ex}} = 2 \cdot 10^{-2}$ Вт), измерения производились с длительностями импульсов $\tau = 1 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-3}$ с. При этом уменьшение амплитуды сигнала примерно в 10 раз фиксировалось через $3 \dots 4 \cdot 10^{-4}$ с после окончания импульса. При длительности импульса $1 \cdot 10^{-3}$ с осциллографом обнаруживался сигнал и через несколько миллисекунд после окончания модулирующего импульса.

Поскольку при практическом использовании устройства нет необходимости в сигнале, излучаемом из резонатора во время воздействия импульса, при экспериментальных исследованиях была также проверена возможность выделения сигнала, излученного после окончания импульса. Достигалось это путем включения после резонатора амплитудного модулятора, на который подавался синхронно с модулирующим запирающий импульс такой же длительности (см. рис.). При этом на экране осциллографа наблюдался затухающий сигнал. Изменяя длительность или вводя задержку запирающего импульса, удавалось выделить участки излучаемого из резонатора сигнала для различных интервалов времени после окончания модулирующего импульса.

Результаты экспериментов подтверждают справедливость соотношения (3), описывающего процесс прохождения импульсного СВЧ сигнала через высокодобротный резонатор, а также возможность использования СПР в режиме импульсной накачки в качестве источника гетеродинного сигнала в когерентно-импульсной системе. Преимуществом такого устройства по сравнению с синхронизируемым генератором является также более низкий уровень собственных шумов, обусловленный отсутствием активных элементов.

Предложенное устройство может быть эффективно использовано в когерентно-импульсных РЛС для формирования гетеродинного сигнала, когерентного с сигналом, излучаемым передатчиком. При длительностях сигнала, излучаемого из СПР $\sim 10^{-3}$ с, такое решение может быть применено при работе на дальностях до цели ~ 150 км; в случае использования маломощного СВЧ усилителя возможно увеличение дальности.

Для его реализации необходимо проведение работ, связанных с сопряжением со стандартной аппаратурой РЛС и, возможно, некоторым повышением стабильности частоты генератора передатчика, поскольку необходимые длительности излучения сигнала из СПР могут быть обеспечены при его добротностях $\sim (10^6 - 10^7)$.

Список литературы: 1. *Капланов М.Р., Левин М.А.* Автоматическая подстройка частоты. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962. 320 с. 2. *Бондаренко И.Н.* Накопление электромагнитной энергии в сверхпроводящем резонаторе // Збірник наукових праць. Харків. ХВУ. 2000. Вип.2(28). С.24-30. 3. *Бондаренко И.Н.* Основные факторы, ограничивающие предельные значения электромагнитных полей в сверхпроводящих резонаторах // Вісник Харк. нац. ун-ту. № 467. Радіофізика та електроніка. 2000. Вип.1. С.124-135.

ВОЛОКОННО-ОПТИЧНИЙ ІНТЕРФЕРОМЕТР НА СИСТЕМІ ГРАТОК БРЕГГА**Вступ**

Для швидкісних волоконнооптичних ліній зв'язку найбільш придатні одномодові оптичні волокна [1, 2], причому мінімальне поглинання таких волокон спостерігається на довжині хвилі 1,55 мкм. Тому дослідження спектру випромінювання напівпровідникових лазерів в діапазоні довжин хвиль $1,55 \pm 0,001$ мкм є актуальною проблемою. Відомо, що на ґратці Бреґга [3], сформованій в оптичному волокні, можна отримати значний коефіцієнт відбивання [4]; отже на системі двох ґраток можливо побудувати інтерферометр, але розділення 0,1 нм він не має, що буде показано в даній роботі. Тому виникає питання, чи можливо знайти таке розміщення більшої кількості ґраток, яка б мала необхідне спектральне розділення? Не менш важливим питанням є метод розрахунку такого інтерферометра. В даній роботі буде показано, що на ці питання отримується позитивна відповідь.

Поширення світла в одномодовому оптичному волокні з системою ґраток Бреґга

Напруженості електричного поля оптичних хвиль, що поширюються у волокні в прямому і зворотному напрямках у циліндричній системі координат відповідно рівні [1, 2]:

$$\begin{aligned} E_0(r, z, t) &= A_0(z)\Psi(r)\exp(j\omega t - j\beta z), \\ E_1(r, z, t) &= A_1(z)\Psi(r)\exp(j\omega t + j\beta z), \end{aligned} \quad (1)$$

де $A_0(z)$ - амплітуда падаючої на ґратку хвилі, яка поширюється зліва направо; $A_1(z)$ - відбита хвиля від ґраток Бреґга поширюється зправа наліво; β - стала поширення в оптичному волокні, що ви-

значається варіаційним методом [1] і яку можна виразити таким чином: $\beta = \frac{2\pi n_0}{\lambda}$; n_0 - середнє значення показника заломлення оптичного волокна; $\Psi(r)$ - нормована функція, пропорційна напруженості електричного поля впоперек волокна; ω - циклічна частота.

Методом зв'язаних хвиль у параболічному наближенні на основі хвильового рівняння для одномодового оптичного волокна із ґраткою Бреґга можна отримати систему рівнянь [3, 4], що пов'язує між собою падаючу хвилю з амплітудою $A_0(z)$ та відбиту з амплітудою $A_1(z)$ (див. рис. 1) і має вид:

$$\begin{cases} \frac{dA_0}{dz} = -j\chi A_1 \exp(j\Delta\beta z), \\ \frac{dA_1}{dz} = j\chi A_0 \exp(-j\Delta\beta z), \end{cases} \quad (2)$$

де $\Delta\beta = 2\beta - 2\pi/\Lambda$ - величина, що характеризує відхилення від умов Бреґга; Λ - просторовий період зміни показника заломлення в оптичному волокні, χ - коефіцієнт зв'язку між хвилями $A_0(z)$ і $A_1(z)$. Для волокон без втрат χ - дійсна величина і для нашого випадку визначається із співвідношення [4]:

$$\chi = \frac{\pi}{\beta} \int_0^{\infty} r |\Psi(r)|^2 k^2(r) m(r) dr \quad (3)$$

де $k(r) = \frac{2\pi n(r)}{\lambda}$ - хвильове число; $m(r)$ - коефіцієнт модуляції показника заломлення оптичного волокна при наявності ґратки, $m(r) = \frac{n_1(r)}{n_0(r)}$, причому $n(r, z) = n_0(r) + n_1(r) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)$.

ґратку формують у серцевині чи оболонці волокна, або границя між серцевиною і оболонкою може бути гофрованою [5].

Система рівнянь (2) є лінійною зі змінними коефіцієнтами, яку шляхом заміни змінних: $A_0(z) = B_0(z) \exp\left(j \frac{\Delta\beta}{2} z\right)$, $A_1(z) = B_1(z) \exp\left(-j \frac{\Delta\beta}{2} z\right)$ і $z = -z'$ з наступним опусканням ' біля z приведемо до лінійної системи з постійними коефіцієнтами і яка остаточно матиме вид:

$$\begin{cases} \frac{dB_0(z)}{dz} = j \frac{\Delta\beta}{2} B_0(z) - j\chi B_1(z), \\ \frac{dB_1(z)}{dz} = -j\chi B_0(z) - j \frac{\Delta\beta}{2} B_1(z). \end{cases} \quad (4)$$

Цю систему рівнянь потрібно доповнити початковими умовами:

$$\begin{cases} B_0(0) = 1, \\ B_1(0) = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Для знаходження спектральних залежностей коефіцієнтів пропускання $T(\lambda, z)$ і відбивання $R(\lambda, z)$ системи ґраток необхідно мати розв'язок системи (4) за початкових умов (5) на інтервалі $[0, z]$. Для $T(\lambda, z)$ і $R(\lambda, z)$ справедливі співвідношення [3]:

$$T(\lambda, z) = \frac{|B_0(0)|^2}{|B_0(z)|^2}, \quad R(\lambda, z) = \frac{|B_1(z)|^2}{|B_0(z)|^2}, \quad T(\lambda, z) + R(\lambda, z) = 1. \quad (6)$$

На рис. 1 наведена система чотирьох ґраток у серцевині оптичного волокна з відповідними геометричними розмірами.

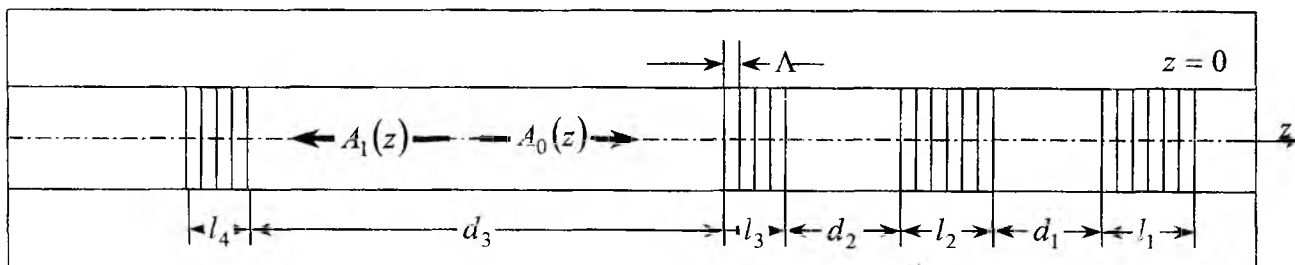


Рис. 1

Використовуючи теорію лінійних систем диференціальних рівнянь з постійними коефіцієнтами [6], амплітуди хвиль B_0 і B_1 на n -ній ґратці зліва в матричній формі можна записати:

$$\begin{pmatrix} B_0 \left(\sum_{i=1}^n l_i + \sum_{i=1}^{n-1} d_i \right) \\ B_1 \left(\sum_{i=1}^n l_i + \sum_{i=1}^{n-1} d_i \right) \end{pmatrix} = \mathbf{L}(l_n) \mathbf{D}(d_{n-1}) \mathbf{L}(l_{n-1}) \dots \mathbf{D}(d_1) \mathbf{L}(l_1) \begin{pmatrix} B_0(0) \\ B_1(0) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

де матриці $\mathbf{L}(l_i)$ і $\mathbf{D}(d_i)$ відповідно рівні:

$$\mathbf{L}(l_i) = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma l_i) + j \frac{\Delta\beta}{2\gamma} \sinh(\gamma l_i) & j \frac{\chi}{\gamma} \sinh(\gamma l_i) \\ -j \frac{\chi}{\gamma} \sinh(\gamma l_i) & \cosh(\gamma l_i) - j \frac{\Delta\beta}{2\gamma} \sinh(\gamma l_i) \end{pmatrix};$$

$$\mathbf{D}(d_i) = \begin{pmatrix} \exp(j\beta d_i) & 0 \\ 0 & \exp(-j\beta d_i) \end{pmatrix}, \quad \text{причому } \gamma = \sqrt{\chi^2 - \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2}.$$

Маючи співвідношення (5, 6, 7), можемо розрахувати спектральну залежність пропускання (відбивання) системи ґраток Бреґга в оптичному волокні.

Спектральна залежність пропускання системи ґраток

У відповідності до (5, 6, 7) спектральна залежність пропускання системи ґраток була розрахована за допомогою математичного пакету Maple 6 у діапазоні довжин хвиль 1,546...1,554 виходячи з наступних даних: $l_i = 0,8$ мм, $\Lambda = 0,5341$ мкм, $\chi = 3,75$ мм⁻¹. Стала поширення β розраховувалась з $n_0 = 1,451$, а умови Бреґга виконувались за довжини хвилі $\lambda_0 = 1,55$ мкм. Слід зауважити, що за цими даними були розраховані коефіцієнти пропускання систем двох, чотирьох та восьми ґраток. При $\chi = 3,75$ мм⁻¹ і $l_i = 0,8$ мм на довжині хвилі 1,55 мкм коефіцієнт пропускання однієї ґратки становить: $T(\lambda, l_i) = |B_0(l_i)|^{-2} = 1 - |\tanh(\chi l_i)|^2 = 0,01$. Такі значення є типовими і цілком можливі в практичній реалізації [7]. На рис. 2, а за даних умов зображено спектральну залежність коефіцієнта пропускання системи двох ідентичних ґраток для відстані між ними $d_1 = 0,26732$ мм. Віддаль між ґратками (рис.2а) вибиралась з умови: $d_1 = \frac{(2m+1)\lambda_0}{4n_0} = \frac{(2m+1)\Lambda}{2}$, для нашого випадку $m = 500$, і

на спектральній залежності пропускання на $\lambda_0 = 1,55$ мкм з'явився вузький пік із шириною смуги пропускання 3 пм на рівні 0,5. За рахунок того, що m є числом невеликим, в області запирання ($1,55 \pm 0,001$ мкм) присутній лише один пік пропускання. На перший погляд здається, що коли послідовно розмістити дві аналогічні системи двох ґраток впритул одна до одної ($l_i = 0,8$ мм, $d_1 = d_3 = 0,267324$ мм, $d_2 = 0$), то смуга пропускання на рівні 0,5 повинна зменшитись. Але це твердження невірне: насправді смуга пропускання на цьому рівні практично не міняється, але в цілому характер спектру пропускання є більш сприйнятливим для практичних потреб. На рівні 0,1 смуга пропускання зменшилась приблизно з 12 пм до 5 пм (рис. 2, б). Якщо розмістити чотири аналогічні системи з двох ґраток впритул одна до одної ($l_i = 0,8$ мм, $d_1 = d_3 = d_5 = d_7 = 0,26732$ мм, $d_2 = d_4 = d_6 = 0$), то смуга пропускання на рівні 0,5 практично не змінюється, на рівні 0,1 зменшується до 4 пм, а вершина спектру пропускання стає нерівною (рис. 2, в).

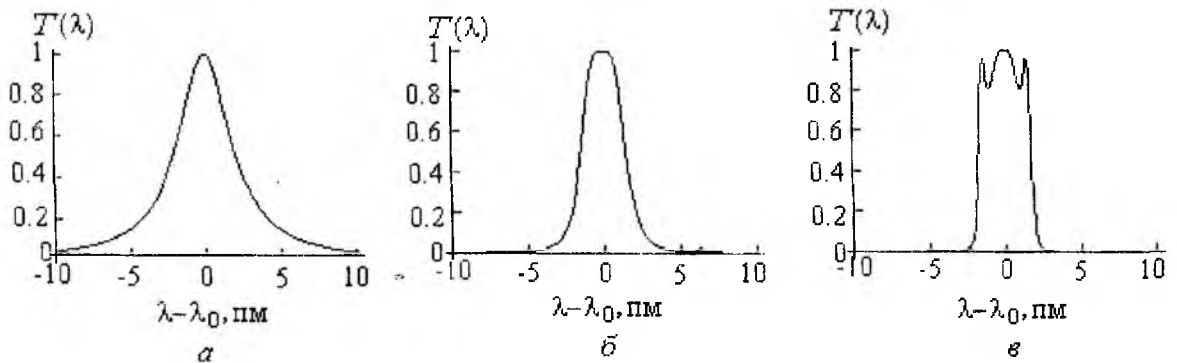


Рис.2

Для зменшення ширини смуги пропускання системи двох ґраток до 0,1 пм, що є бажано, можна збільшити коефіцієнт відбивання окремої ґратки або збільшити віддаль між ґратками d_1 [7]. Необхідний коефіцієнт відбивання від окремої ґратки можливо отримати за рахунок збільшення χ , відповідно n_1 , що мабуть не є досяжним в практичній реалізації, а збільшення довжини ґратки приведе до зменшення смуги запирання системи двох ґраток, що небажано. Збільшення віддалі d_1 приводить до зменшення смуги пропускання, але в одночас у смугі запирання може з'явитися більше одного піка пропускання, що також недоцільно. Отже можна припустити, що до успіху може привести система чотирьох ґраток: перші дві ґратки з великою віддаллю d_1 формують у смугі пропускання багато вузьких піків бажаної ширини, інші дві ґратки з малою віддаллю d_3 формують один пік. Проте, щоб ці два інтерферометри діяли як один інтерферометр з одним вузьким піком, необхідно вико-

нання наступних умов: центральні піки обох інтерферометрів за довжиною хвилі співпадають, і віддаль d_2 (рис. 1) повинна визначатися як: $d_2 = \frac{m\lambda_0}{2n_0} = m\Lambda$, де m - ціле число, в тому числі нуль. На

рис.3 представлено спектр пропускання такого інтерферометра, де d_i відповідно рівні: $d_1 = 26705,99$ мкм ($m = 100001$), $d_2 = 26,706$ мкм ($m = 100$), $d_3 = 267,324$ мкм ($m = 1001$). Таким чином, загальна довжина інтерферометра складає близько 30 мм.

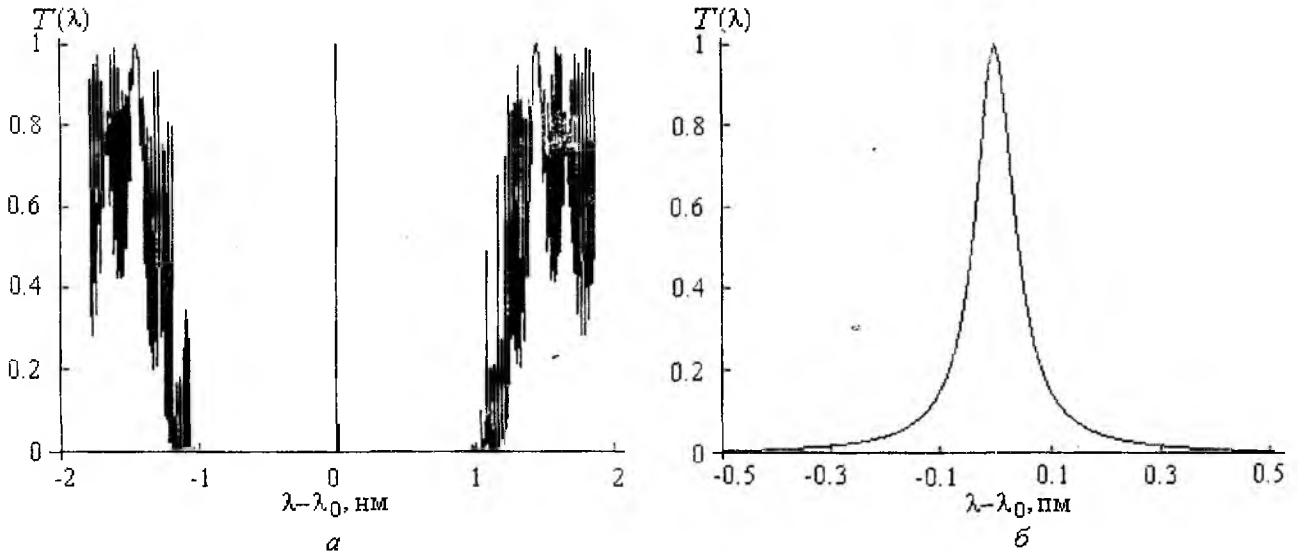


Рис. 3

У смузі запирання 1,549 – 1,551 мм ($\lambda_0 = 1,55$ мм) бачимо один вузький пік (рис. 3, а). Цей пік у більшому масштабі зображений на рис. 3б. Отже ширина піка пропускання для системи з чотирьох ґраток менша 0,1пм, що забезпечує відповідну роздільну здатність волоконно-оптичного інтерферометра.

Сканування піка по довжинах хвиль (зміна λ_0) можна здійснити зміною температури. Від температури залежать лінійні розміри l_i, d_i, Λ , а також n_0 , причому, вони можуть мати додатні термічні коефіцієнти. При виконанні умов Брегга справедлива формула $\lambda_0 = 2n_0\Lambda$, крім цього $\delta l_i / l_i, \delta d_i / d_i, \delta \Lambda / \Lambda$ змінюються однаково із зміною температури, отже співпадання центральних піків окремих інтерферометрів не порушиться. Таким чином, λ_0 і смуга запирання, яка рівна 2 нм, будуть переміщатись із зміною температури по довжинах хвиль. Якщо $\frac{\delta(n_0\Lambda)}{n_0\Lambda} = 6,7 \cdot 10^{-6}$ [8] при зміні температури на 1°С, то $\delta\lambda_0 = 1$ нм при зміні температури на 100°С.

Отже бачимо, що, використовуючи теорію лінійних диференціальних рівнянь, можна розрахувати спектральну залежність коефіцієнта пропускання системи ґраток в оптичному волокні. На основі чотирьох ґраток можна побудувати керований волоконно-оптичний інтерферометр Фабрі-Перо із спектральним розділенням 0,1пм при коефіцієнті відбивання від однієї ізолюваної ґратки 0,99.

Список літератури: 1. Snyder A. W. Understanding monomode optical fibers // Proceedings IEEE. 1981. V. 69. N 1, P.6 – 13. 2. Snyder A. W., Sammut R. A. Fundamental (HE₁₁) modes of graded optical fibers // J. Opt. Soc. Amer. 1979. V.69. P.1663-1671. 3. Yariv A., Yeh P. Optical waves in crystals, A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons. New York. 1984. 616р. 4. Bobitski Ya, Fitio V., Lebid' S., Wanchytski T. Reflection spectrum calculation in optical fiber periodical structures // Proceedings of the 3rd Conference MECHATRONIKA'97. V. 2. Warsaw. Poland. P.775 –781. 5. Lebid' S., Fitio V., Bobitski Ya. Analysis of light propagation in fiber cladding gratings // Proceedings of SPIE. 1999. V.4239. P.100 – 106. 6. Гантмахер Ф. П. Теория матриц. М.: Наука. 1988. 548 с. 7. Yariv A. Quantum electronics. A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons. New York. 1975. 488р. 8. Spammer S. I., Fuhr P. L. Temperature insensitive fiber optic accelerometer using a chirped Bragg grating // Opt. Eng. 2000. V.39. N 8 P. 2177-2181.

КОРРЕКЦИЯ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛООВОГО ПРИЕМНИКА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Мощность электромагнитного излучения – одна из основных его характеристик, контролировать которую часто бывает необходимо при проведении лабораторных экспериментов или производственных процессов. Одним из самых распространенных типов измерительных преобразователей, используемых в приемниках излучения, является тепловой. Тепловые приемники могут работать в широком спектральном диапазоне, с их помощью можно измерять как малые, так и большие мощности. Существенный недостаток таких приборов – большая инерционность. Для уменьшения ее, если это возможно, используются приемные элементы с малой массой и большой поверхностью – тонкие пластины и пленки. Но и тогда инерционность остается довольно большой. Так, у прибора с приемным элементом в виде медной пластинки толщиной 0,1 мм, время установления температуры составляет около 40 с.

Ниже будет показано, как с помощью инерционного теплового приемника можно регистрировать быстрые изменения уровня мощности оптического излучения. Для этого выходной сигнал измерительного преобразователя подвергается математической обработке.

Различные методы математической обработки сигналов получили распространение, благодаря появлению быстродействующих компьютеров и разработке большого числа математических прикладных программ. Обработка сигналов позволяет значительно расширить возможности измерительных приборов и повысить их точность.

В случае тепловых измерительных приборов обработка сигнала сводится к решению обратной задачи теплопроводности, когда по известной температуре нагрева тела определяются действующие источники тепла [1,2]. В работе [3] показано, что при соответствующем способе обработки сигнала можно значительно уменьшить постоянную времени приемника. Эффективность описанного там метода очень высока. Но при обработке необходимо иметь данные о сигнале от его начала до окончания. Поэтому такой метод непригоден, если нужно контролировать мощность непрерывного излучения.

В настоящей работе описан метод обработки сигнала, лишенный этого недостатка, и показано, как можно с помощью аналогового фильтра преобразовать сигнал так же, как это делает математическая программа.

Суть метода состоит в следующем.

Ход температуры нагрева приемника $T(t)$ при действии на него излучения, мощность которого меняется по закону $P(t)$, описывается интегралом Дюамеля

$$T(t) = \int_0^t P(\theta) K(t - \theta) d\theta, \quad (1)$$

где $K(t)$ – импульсная характеристика приемника, то есть его реакция на действие очень короткого импульса излучения.

Если функции $T(t)$ и $K(t)$ известны, то, решив интегральное уравнение (1), можно найти интересующую нас функцию $P(t)$.

Это уравнение хорошо известно в радиотехнике. Оно описывает прохождение сигнала $P(t)$ через фильтр с импульсной характеристикой $K(t)$. Один из способов его решения состоит в следующем. Если $S_P(\omega)$ – спектр входного сигнала, $S_K(\omega)$ – частотная характеристика фильтра, $S_T(\omega)$ – спектр выходного сигнала, то справедливо следующее соотношение

$$S_T(\omega) = S_P(\omega) \cdot S_K(\omega). \quad (2)$$

Спектры $S_T(\omega)$ и $S_K(\omega)$ при известных функциях $T(t)$ и $K(t)$ могут быть найдены с помощью преобразования Фурье. Затем может быть найден спектр входного сигнала

$$S_P(\omega) = \frac{S_T(\omega)}{S_K(\omega)},$$

и с помощью обратного преобразования Фурье-функция $P(t)$.

Из выражения (2) видно, что если сигнал с приемника пропустить через корректирующий фильтр с частотной характеристикой

$$S_F(\omega) = \frac{1}{S_K(\omega)}, \quad (3)$$

то спектр сигнала на выходе фильтра будет таким же, как спектр $S_P(\omega)$. Это означает, что временной ход сигнала после фильтра будет повторять ход сигнала $P(t)$.

Таким образом, нужно синтезировать фильтр с частотной характеристикой, определяемой формулой (3).

Объектом исследования был выбран калориметрический измеритель энергии лазерного излучения ТПИ-2М. Приемным элементом в нем служит графитовая пластина толщиной в несколько миллиметров. Ее нагрев измеряется расположенными на тыльной стороне термопарами. Время установления температуры составляет около 12 мин.

Импульсная характеристика приемника находилась как его реакция на действие импульса излучения от лампы-вспышки длительностью 3 мс и энергией 10 Дж. Форма выходного сигнала приемника показана точками на рис. 1. Функция аппроксимировалась суммой трех экспонент:

$$K(t) = u_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + u_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} - (u_1 + u_2) e^{-\frac{t}{\tau_3}}.$$

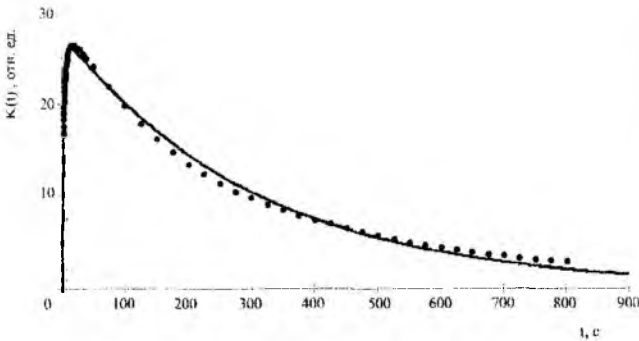


Рис. 1

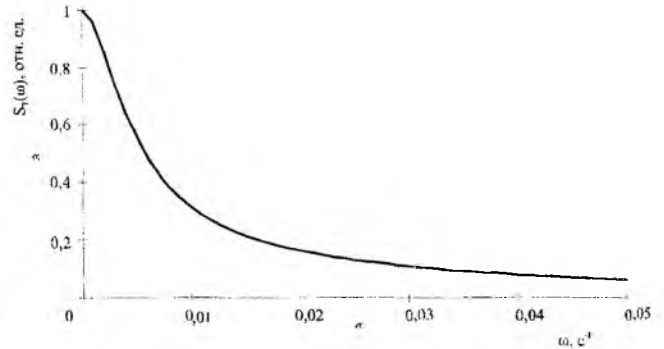


Рис. 2

Параметры функции находились методом наименьших квадратов и оказались следующими:

$$u_1 = 27,95, u_2 = -4,971, \tau_1 = 308,0 \text{ с}, \tau_2 = 6,866 \text{ с}, \tau_3 = 1,929 \text{ с}.$$

Ход аппроксимирующей функции показан на рис. 1 сплошной линией.

Вычисления с использованием интегрального преобразования Фурье дают следующее выражение для частотной характеристики приемника:

$$S_K(\omega) = \frac{S_0 (1 + j\omega \tau_4)}{(1 + j\omega \tau_1)(1 + j\omega \tau_2)(1 + j\omega \tau_3)}, \quad (4)$$

где $S_0 = 8532 \text{ с}^{-1}$, $\tau_4 = 6,000 \text{ с}$.

График нормированной амплитудно-частотной характеристики показан на рис. 2. Это типичный график фильтра нижних частот.

Из формул (3) и (4) следует, что корректирующий фильтр должен быть фильтром верхних частот и иметь следующую частотную характеристику:

$$S_F(\omega) = \frac{(1 + j\omega \tau_1)(1 + j\omega \tau_2)(1 + j\omega \tau_3)}{(1 + j\omega \tau_4)}. \quad (5)$$

У реального фильтра такой характеристики быть не может, но характеристикой, близкой к этой, обладает фильтр, состоящий из трех RC – звеньев с развязками между ними. Схема его показана на рис. 3.

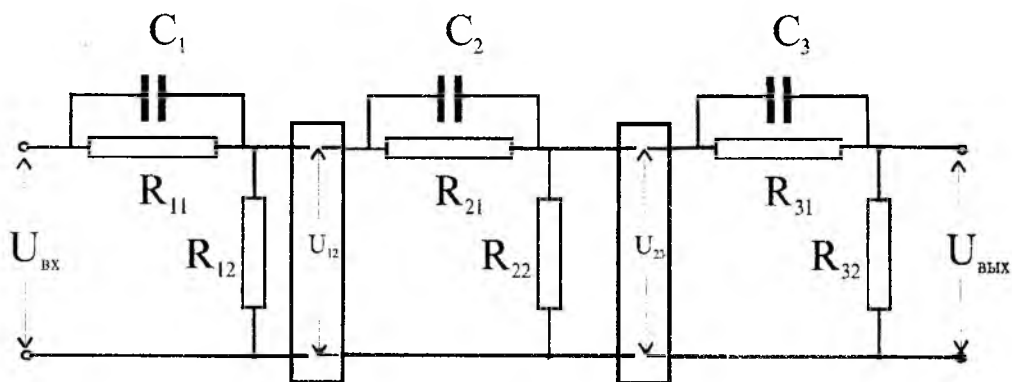


Рис. 3

Частотные характеристики звеньев фильтра описываются следующими формулами:

$$S_1(\omega) = K_1 \frac{1 + j\omega \tau_{11}}{1 + j\omega \tau_{12}}, \quad S_2(\omega) = K_2 \frac{1 + j\omega \tau_{21}}{1 + j\omega \tau_{22}}, \quad S_3(\omega) = K_3 \frac{1 + j\omega \tau_{31}}{1 + j\omega \tau_{32}},$$

де

$$K_1 = \frac{R_{12}}{R_{11} + R_{12}}, \quad K_2 = \frac{R_{22}}{R_{21} + R_{22}}, \quad K_3 = \frac{R_{32}}{R_{31} + R_{32}}, \quad \tau_{11} = R_{11}C_1, \quad \tau_{21} = R_{21}C_2, \quad \tau_{31} = R_{31}C_3,$$

$$\tau_{12} = \frac{R_{11}R_{12}}{R_{11} + R_{12}}C_1, \quad \tau_{22} = \frac{R_{21}R_{22}}{R_{21} + R_{22}}C_2, \quad \tau_{32} = \frac{R_{31}R_{32}}{R_{31} + R_{32}}C_3.$$

Подберем такие параметры фильтра, чтобы выполнялись соотношения:

$$\tau_{11} = \tau_1, \quad \tau_{12} = \tau_4, \quad \tau_{22} \ll \tau_{21}, \quad \tau_{32} \ll \tau_{31}.$$

Тогда спектр сигнала на выходе фильтра будет описываться следующей формулой:

$$S_{\text{вых}}(\omega) = \frac{K_{\text{осл}} S_P(\omega)}{(1 + j\omega \tau_{22})(1 + j\omega \tau_{32})},$$

где $K_{\text{осл}} = K_1 \cdot K_2 \cdot K_3$.

Если постоянные времена τ_{22} и τ_{32} малы, то искажение спектра сигнала будет незначительным. Множитель $K_{\text{осл}}$ определяет ослабление сигнала фильтром.

Корректирующий фильтр, использованный в эксперименте, имел следующие параметры:

$C_1 = 20400 \text{ мкФ},$	$C_2 = 1240 \text{ мкФ},$	$C_3 = 770 \text{ мкФ},$
$R_{11} = 19920 \text{ Ом},$	$R_{21} = 6308 \text{ Ом},$	$R_{31} = 3926 \text{ Ом},$
$R_{12} = 382 \text{ Ом},$	$R_{22} = 1330 \text{ Ом},$	$R_{32} = 1292 \text{ Ом}.$

При таких значениях емкостей и сопротивлений влияние соседних звеньев друг на друга было слабым, и развязки между ними не использовались.

На приемник направлялся постоянный по мощности световой поток от лампы накаливания в течение 14 с. Сигнал регистрировался самописцем – непосредственно с выхода приемника или после прохождения через корректирующий фильтр. На рис. 4 и 5 показан вид сигнала в этих случаях. Видно, что фильтр существенно уменьшает время установления сигнала. Оно составляет 5 с вместо 12 мин. для приемника без фильтра. Последующий медленный дрейф вызван неточностью подбора емкостей и сопротивлений фильтра.

Ослабление сигнала в фильтре было большим. После прохождения трех звеньев он уменьшался по амплитуде в 1230 раз. Избежать этого можно, используя активный фильтр или обработав сигнал в компьютере по программе цифровой фильтрации.

При разработке последнего описанный выше аналоговый фильтр был выбран в качестве прототипа. Частотная характеристика его известна. Поэтому для синтеза цифрового фильтра был применен метод билинейного z – преобразования. В результате алгоритм фильтрации для первого звена фильтра получился следующим:

$$U12_n = U_{вв_n} - q11 U_{вв_n} + q12 U12_{n-1},$$

где T – период дискретизации входного сигнала;

$$q11 = \frac{m11 - 1}{m11 + 1}; \quad q12 = \frac{m12 - 1}{m12 + 1}; \quad m11 = \frac{2\tau11}{T}; \quad m12 = \frac{2\tau12}{T}.$$

Для других звеньев получаются аналогичные соотношения.

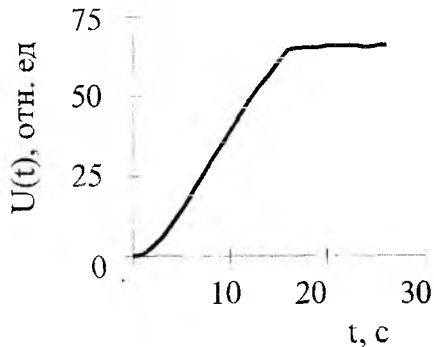


Рис. 4

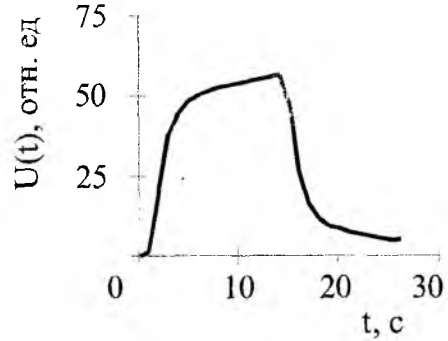


Рис. 5

Вид сигнала на выходе цифрового фильтра показан на рис. 6. Время установления сигнала – тоже около 5 с. Вершина сигнала довольно сильно изрезана. Это связано с влиянием ошибок в данных о входном сигнале. Уменьшить эти флуктуации сигнала можно, если использовать АЦП с большим числом разрядов или программы сглаживания сигнала.

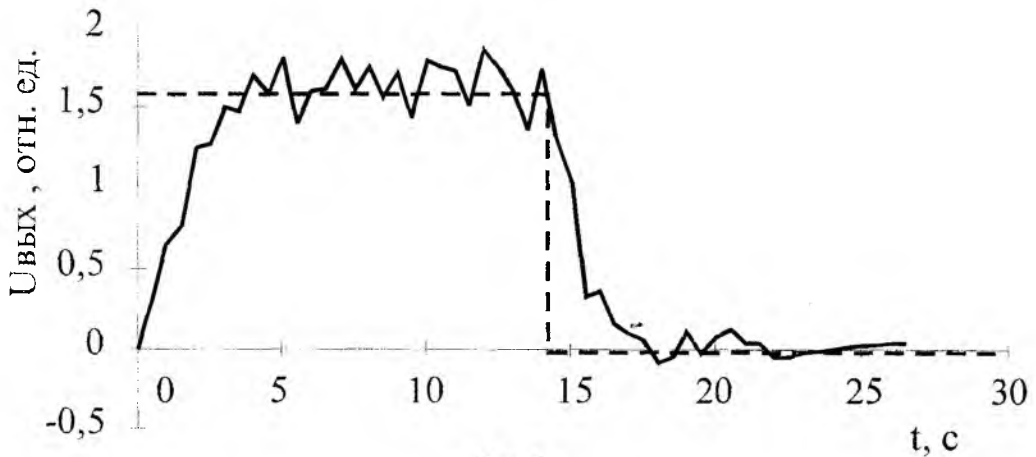


Рис. 6

Разработанный алгоритм цифровой фильтрации в отличие от алгоритма обработки сигнала, описанного в [3], позволяет работать в режиме реального времени и обрабатывать сигнал по мере его ввода в компьютер.

Список литературы: 1. Коздоба Л.А., Круковский П.Г. Методы решения обратных задач теплопереноса. Киев: Наукова думка, 1982. 360 с. 2. Бек Дж., Блакуэлл Б., Сент-Клер Ч. (мл.) Некорректные обратные задачи теплопроводности. М.: Мир, 1989. 310 с. 3. Кокодий Н.Г. Измерение формы импульса оптического излучения с использованием решения обратной задачи теплопроводности // Украинський метрологічний журнал. 2000. Вип. 4. С.53-57.

О. В. ГУРИН, В. А. МАСЛОВ, канд. физ.-мат. наук, В. А. СВИЧ, д-р физ.-мат. наук,
А. Н. ТОПКОВ, канд. физ.-мат. наук, Е. В. ФУРЦОВА

ПОЛИГАРМОНИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ ТИПА КАНАЛ В ДИЭЛЕКТРИКЕ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ПУЧКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИДА ФУНКЦИЙ СОМБРЕРО И СУПЕРГАУССИАН

Необходимым условием для многих применений лазеров в различных областях науки, техники и медицины является возможность получения выходного одномодового пучка с заданной формой пространственного распределения [1]. Для получения таких пучков основное внимание в настоящее время уделяется методам неоднородного вывода излучения из резонатора пучка. Для этого используются неоднородно пропускающие выходные зеркала, внутрирезонаторные светоделители, интерферометры. Общей чертой упомянутых методов является использование исходно одномодового поля или нескольких низших разночастотных поперечных мод. Существует, однако, возможность формирования квазиоднородного распределения достаточно многомодового исходного поля за счет когерентного суммирования совокупности поперечных мод волноводного типа. Ясно, что для реализации такой возможности в общем случае необходим комбинированный резонатор, состоящий из многомодового волновода и согласованного с ним участка свободного распространения излучения для осуществления когерентного суммирования мод. Подобные резонаторы предложены для создания твердотельных лазеров с квазиоднородным выходным пучком [2]. При создании газовых волноводных лазеров с выходным распределением поля, близким к однородному, возникают задачи изучения условий неискаженной передачи по полигармоническим волноводам [3] типа канал в диэлектрике (ВКД) распределений поля, характерных для таких лазеров. Это распределения вида функций [4] $\text{somb}(G) = 2J_1(\pi G) / \pi G$, где $G = 2N\rho$, N – параметр конфокальности резонатора, ρ – безразмерная радиальная координата, J_1 – функция Бесселя первого рода первого порядка. Другим видом излучений, представляющих интерес в данных лазерах, являются пучки с распределением амплитуды типа функций супергауссиан $f(\rho) = \exp(-\rho^k)$, где $k > 2$.

Установление условий неискаженной передачи по круглому ВКД пучков излучения с распределениями полей вида функций сомбреро и супергауссиан явилось предметом исследования в данной работе.

Рассмотрим случай возбуждения ВКД линейно поляризованным осесимметричным пучком излучения с комплексной амплитудой $F(\rho)$, где $\rho = r/a$, а r , a – радиальная координата и радиус канала. Осесимметричные моды ВКД EH_{1m} при $m \leq \sqrt{a/\lambda}$ (λ – длина волны излучения) имеют линейную поляризацию поля, комплексные амплитуды которого описываются ортонормированными функциями [5]

$$V_m(\rho) = \frac{\sqrt{2}J_{0m}(U_{0m}\rho)}{J_1(U_{0m})}, \quad (1)$$

где J_0 , J_1 – функции Бесселя первого рода, U_{0m} – корни уравнения $J_0(U_{0m}) = 0$. Положим, что $F(\rho)$ с заданной погрешностью [6] можно представить в виде:

$$F(\rho) = \sum_{m=1}^M C_m V_m(\rho), \quad (2)$$

где $C_m = \int_0^1 V_m(\rho) F(\rho) \rho d\rho$, а $M \leq \sqrt{a/\lambda}$.

Тогда распределение поля в поперечном сечении волновода на расстоянии z от его входного торца получим из выражения:

$$W(z, \rho) = \sum_{m=1}^M C_m V_m(\rho) e^{i\gamma_m z}, \quad (3)$$

где постоянные распространения EH_{1m} - мод

$$\gamma_m = \frac{2\pi}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{8} \left(\frac{U_{0m}\lambda}{\pi a} \right)^2 \right) + i \left(\frac{U_{0m}\lambda}{\pi a} \right)^2 \frac{(n_1^2 + 1)}{8a\sqrt{n_1^2 - 1}}, \quad (4)$$

где n_1 – показатель преломления стенок ВКД. Зависимость от времени принята в виде $e^{-i\omega t}$.

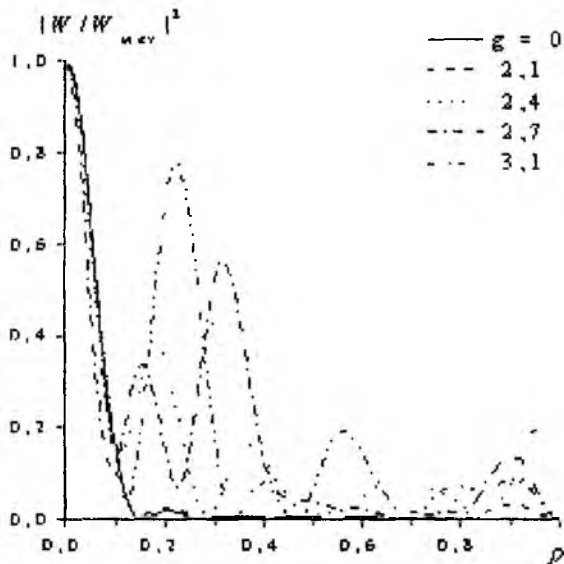


Рис. 1

Первым этапом исследования было определение условий неискаженной передачи пучков излучения, комплексная амплитуда поля на входном торце волновода которых была вида: $F(\rho) = 2J_1(x) / x$, где $x = 2\pi N\rho$. Здесь N – параметр функции, определяющий число ее осцилляций по радиальной координате, выбирался в диапазоне $2 \div 9$. Параметр a/λ изменялся в пределах $50 \dots 250$. Расчет проводился для пучка излучения с $\lambda = 10,6$ мкм (CO_2 -лазер). В качестве материала волновода было выбрано стекло, характеризующееся на этой длине волны показателем преломления 1,5.

На рис. 1 показаны распределения интенсивности в сечениях волновода, характеризующихся безразмерным параметром $g = z\lambda/a^2$. Кривые получены путем расчетов на ПЭВМ при $a/\lambda = 100$, $N=4$. Видны сечения, в которых происходит отображение интенсивности входного распределения (кривая $g = 0$). Как видно, при отклонении g от значения,

при котором наблюдается отображение исходного пучка ($g = 2,1$), распределение поля может быть значительно искажено. Было показано, что при данном a/λ пучки, характеризующиеся параметром $N > 5$, не восстанавливаются с погрешностью меньше 10%. Однако дальнейшие численные исследования выявили возможность самовоспроизведения полей с $N > 5$ при возрастании параметра a/λ , о чем свидетельствуют данные, приведенные в табл. 1.

Таблица 1

a/λ	M	N	2	3	4	5	6	7
50	7	g	3,46 – 3,71	2,13 – 2,18	---	---	---	---
		$\delta, \%$	5,47 – 9,67	7,69 – 9,60	---	---	---	---
100	10	g	3,45 – 3,72	2,13 – 2,17	2,09 – 2,12	2,08	---	---
		$\delta, \%$	3,18 – 9,20	9,23 – 9,98	6,19 – 8,60	9,28	---	---
150	12	g	3,44 – 3,70	2,13 – 2,15	2,09 – 2,13	2,08 – 2,09	2,07	---
		$\delta, \%$	2,69 – 9,55	9,58 – 9,95	6,88 – 9,56	6,28 – 7,70	9,38	---
250	14	g	3,45 – 3,70	2,13 – 2,17	2,09 – 2,13	2,08 – 2,09	2,07	2,06
		$\delta, \%$	1,99 – 9,98	9,27 – 9,41	7,46 – 9,14	5,32 – 7,36	6,44	8,57

Так, если при $a/\lambda=50$ восстанавливались пучки с $N \leq 3$, то при $a/\lambda = 250$ – поля с $N \leq 7$.

Смысл интервалов для параметров N , g и δ (табл. 1) состоит в том, что самоизображение входного поля с указанными минимальной и максимальной погрешностями δ возможно только для значений N и g из данных интервалов. Например, при $a/\lambda = 100$ для каждого из пучков излучения с параметром $N = 4$ можно найти хотя бы одно сечение в волноводе из множества $z = ga^2/\lambda$, $g = 2,09 - 2,12$, где распределение поля с погрешностью не более 10% совпадает с входным распределением, т.е. выполняется условие:

$$\frac{\sum_{n=1}^G \left| \frac{|W(z, \rho_n)|^2}{|W(z, \rho_n)|_{\max}^2} - |F(\rho_n)|^2 \right|}{\sum_{n=1}^G |F(\rho_n)|^2} \leq 0,10. \quad (5)$$

При этом ближайшие к входному торцу волновода сечения восстановления соответствуют $g \approx 3,4 - 3,7$ ($N = 2$) и $g \approx 2,1 - 2,2$ ($N > 2$). Приведенные величины соответствуют погрешности представления входного поля в виде суммы волноводных мод $V_m(\rho)$, не превышающей 10%. Число мод m , используемых в разложении, выбиралось из приведенного выше условия $\rho_n \leq M \leq a/\lambda$. Увеличение членов суммы приводит к медленному уменьшению упомянутой погрешности, практически не изменяя приведенные в табл. 1 значения g . Отсутствие интервалов восстановления для пучков других порядков объясняется тем, что такие пучки возбуждают в полях диэлектрических волноводах большое число мод и погрешность представления исходного поля значительно превышает 10%.

Из полученных данных следует, что при создании волноводных CO_2 -лазеров с типичными для них радиусами $a \approx 1$ мм ($a/\lambda = 100$) длины волноводных участков, соответствующие условиям неискаженной передачи пучков излучения вида функции *somb*, могут быть выбраны следующим образом: $L \approx 40$ см ($N = 2$) и $L \approx 22$ см ($N > 2$). Такие размеры являются характерными для реальных конфигураций волноводных CO_2 -лазеров.

При создании волноводных лазеров с однородным выходным пучком [7] возникает необходимость изучения возможности восстановления пучков излучения вида функций супергауссиан $f(\rho) = \exp(-\rho^k)$ в ВКД. Используя вышеизложенный численный алгоритм, такие расчеты были проведены. Исследуемый полый диэлектрический волновод возбуждался пучком излучения с нормированной комплексной амплитудой поля на входном торце волновода вида:

$$F(\rho) = \sum_{m=1}^M D_m V_m(\rho), \quad (6)$$

$$\text{где } D_m = \int_0^1 e^{-\rho^k} V_m(\rho) \rho d\rho.$$

Основные результаты этого исследования представлены в табл. 2 и на рис. 2. При каждом a/λ (50...250) расчеты проводились для ряда величин k из диапазона 4–20. В этих случаях нормированная амплитуда поля начинала уменьшаться от единицы до нуля при изменении радиальной координаты ρ от 0,45 до 0,8.

Таблица 2

a/λ	M	k	4	6	8
50	7	g	3,18	3,54	3,54
		$\delta, \%$	13,62	13,21	14,87
100	10	g	3,52	6,62	6,62
		$\delta, \%$	13,73	12,44	14,41
150	12	g	6,62	6,62	6,62
		$\delta, \%$	10,13	12,04	14,66
250	14	g	0,11	0,09	0,09
		$\delta, \%$	14,8	13,04	14,07

При фиксированных a/λ и k находились значения параметра g , при которых происходит отображение исходного поля. Приведенные в табл. 2 величины g характеризуют сечения, с наименьшей погрешностью отображающие исходный пучок для заданных a/λ . Как видно из представленной таблицы, для большинства значений a/λ эти погрешности превышают 10%. Кроме того, для рассматриваемых пучков высоких порядков ($k > 8$) сечения восстановления сдвигаются на большие расстояния, которые нельзя реализовать практически из-за значительных потерь и самофильтрации мод, поэтому такие сечения не указаны в данной таблице.

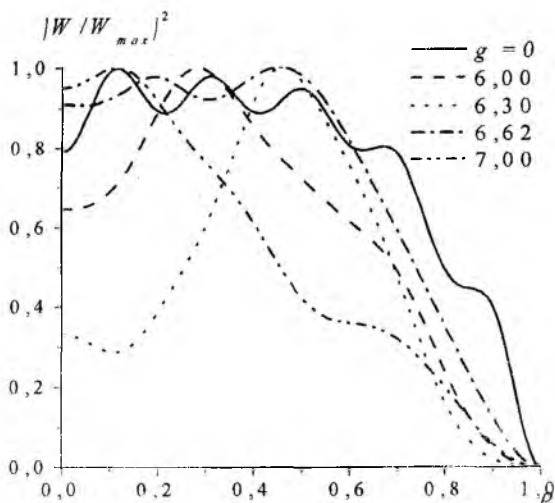


Рис.2

На рис. 2 показаны распределения интенсивности в сечениях волновода, характеризуемых безразмерным параметром g для случая $a/\lambda = 100$ при $N = 6$. Приведено сечение ($g = 6,62$), в котором происходит восстановление исходного распределения (кривая $g = 0$). Видно, что при других значениях параметра g распределение поля существенно искажается.

Итак, в данной работе показана возможность неискаженной передачи по круглому ВКД линейно поляризованного излучения вида функции сомбреро различного порядка. Установлены условия отображения входного распределения поля при возбуждении ВКД пучками излучения вида функции супергаусс различного порядка. Реализована численная методика нахождения относительных пара-

метров пучка и волновода для осуществления такой передачи. Проведенные исследования позволяют осуществить обоснованный выбор геометрии волноводного лазера с однородным выходным пучком.

Список литературы: 1. Сухоруков А.П., Трофимов В.А. Проблемы управления пространственной структурой световых пучков // Итоги науки и техники. Сер. Управление пространственной структурой оптического излучения. М.: ВИНТИ, 1990. Т.1. С. 71-168. 2. Бокуть Б.В., Романенко Е.С., Хило Н.А. Резонатор для формирования квазиоднородного поля // Квантовая электроника. М.: Радио и связь, 1991. Т.18, № 8. С. 985-988. 3. Ривлин Л.А., Шильдяев В.С. Полигармонические волноводы для когерентного света // Известия вузов. Радиофизика. Н. Новгород.: Издание Нижегородского университета и научно-исследовательского радиофизического института, 1968. Т.11, №4. С. 572-578. 4. Gaskill J.D. Linear systems, fourier transforms, and optics, ed. by John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, 1978. 554 p. 5. Marcatily E.A., Schmeltzer R.A. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers //BSTJ. 1964. V43, №4. p.1783-1809. 6. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. М.: Мир, 1983. 349 с. 7. Гурин О.В., Епишин В.А., Маслов В.А. и др. Формирование однородного распределения интенсивности в непрерывном CO₂-лазере с фазоступенчатым зеркалом // Квантовая электроника. М.: Радио и связь 2001. Т.31, № 6. С. 543-546.

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 15.06.2001

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА МАЛОЗАТРАТНОЙ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ КОСМИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

В Украине работы, связанные с разработкой фотопреобразователей (ФП), проводятся в Институте физики полупроводников НАН Украины (ИФП НАНУ, г. Киев), в Киевском политехническом институте (УПИ), в Киевском научно-исследовательском институте микроприборов (КНИИ МП) и других организациях и предприятиях. В изготовлении опытных образцов ФП и модулей ФП принимали участие завод «Квazar» (г. Киев), ПО «Гамма» (г. Запорожье), ПО «Радия» (г. Полтава). Над совершенствованием ФП продолжает работать специализированное предприятие ОАО ЦКБ «Ритм», имеющее 30-летний опыт разработок ФП спектрального диапазона 0,2-5,0 мкм [1].

В настоящее время Украина переживает новый этап развития гелиоэнергетики, который наступил в 90-х годах после создания Национального Космического Агентства (НКАУ). Являясь структурной единицей НКАУ в рамках Государственной космической программы, научно-исследовательский институт приборостроения (НИТИП, г. Харьков) также проводит работы по разработке высокоэффективных ФП, предназначенных для батарей фотопреобразователей (БФ) космических аппаратов отечественного производства. Совместно с ИФП НАНУ в НИТИП приборостроения уже несколько лет проводятся работы по созданию технологии и организации производства ФП космического применения для комплектации БФ космических аппаратов серии «Микроспутник». Продолжаются работы по оптимизации технологических режимов и повышению энергетических характеристик ФП с целью их применения в солнечных батареях других космических аппаратов: типа «Січ-2», «Попередження» и т. д.

Как известно, в течение последних нескольких лет достигнут значительный прогресс в создании монокристаллических кремниевых ФП с n^+p-p^+ -структурой. В Украине у таких ФП космического применения при однократной освещенности (АМ0, при $T=25^\circ\text{C}$) достигнута удельная выходная электрическая мощность порядка $190\text{--}220\text{ Вт/м}^2$ (ИФП НАНУ) [2]. Высокие параметры ФП обусловлены:

- использованием пластин высокочистого кремния марки КБЭ-2 с удельным сопротивлением $\rho \approx 2\text{ Ом}\cdot\text{см}$, полученного методом бестигельной зонной плавки;
- большими значениями диффузионной длины неосновных носителей в базе ($L \geq 400\text{ мкм}$);
- малыми скоростями поверхностной рекомбинации [3,4];
- низкими потерями на отражение [5];
- малыми значениями последовательного и большими значениями шунтирующего сопротивлений;
- высоким качеством $p-n$ -перехода (фактор качества $p-n$ -перехода $A = 1,04$).

При этом существенно усложнился технологический маршрут изготовления и, соответственно, повысилась стоимость кремниевых ФП. А если учесть, что в Украине с середины 90-х годов прекращен выпуск кремния, получаемого методом бестигельной зонной плавки, и из-за финансовых трудностей практически прекратили работу цеха и участки с высоким уровнем полупроводникового производства, то становится актуальной задача создания простой, надежной и малозатратной технологии изготовления высокоэффективных кремниевых ФП космического применения с использованием гораздо более дешевого кремния, выращенного по методу Чохральского и позволяющей использовать стандартное технологическое оборудование 80-90-х годов.

Для выполнения поставленной задачи также была использована n^+p-p^+ -структура ФП. В качестве исходных кремниевых пластин использовался кремний p -типа марки КДБ-10 с удельным сопротивлением $10\text{ Ом}\cdot\text{см}$, полученный методом Чохральского. Он обладает устойчивостью к эффекту «фотонной деградации» и является более радиационностойким по сравнению с кремнием n -типа [6]. В процессе проведения работы особое внимание было уделено проблеме увеличения составляющей фототока в легированном фронтальном слое и снижению до минимально возможных значений рекомбинационных потерь вблизи тыльной поверхности фотопреобразователей. Также большое внимание было уделено возможности применения в технологическом маршруте процессов внешнего геттерирования с целью сохранения в базе ФП значений времени жизни неосновных носителей не менее $50\text{--}80\text{ мкс}$. Повышение токоотдачи ФП также было достигнуто за счет применения просветления из TiO_2 , которое позволило расширить спектральную область с низким коэффициентом отражения

(<3%) вплоть до длины волны $\lambda=0,4$ мкм. Это также дало возможность повысить напряжение холостого хода ФП и его выходную электрическую мощность. Этой же цели послужил процесс пассивации фотоприемной поверхности тонкими слоями SiO_2 (порядка $40\div 50$ нм), что позволило значительно снизить скорость поверхностной рекомбинации. Кроме того, была проведена работа по оптимизации технологии изготовления ФП, а также создания комбинированного технологического маршрута, который включил в себя преимущества технологии на основе жидкорастворных композиций и процессов диффузии легирующих примесей из твердых источников бора и фосфора.

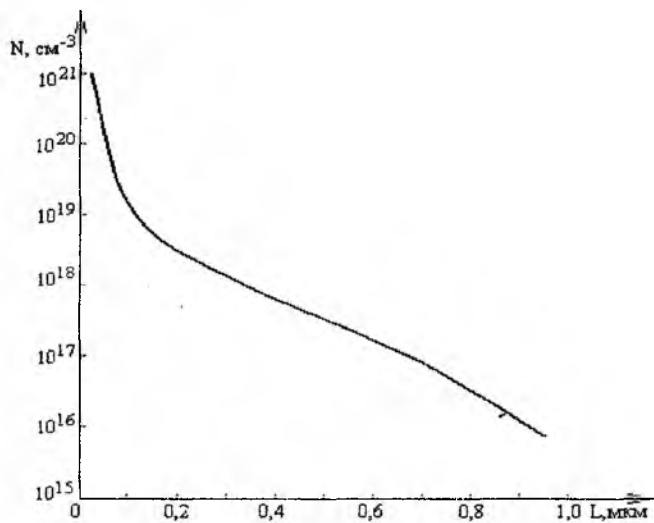


Рис. 1

На рис. 1 представлена зависимость концентрации легирующей примеси фосфора от расстояния до поверхности ФП. Концентрация примеси, достигая максимального значения $\sim 10^{21}$ см⁻³ вблизи фотоприемной поверхности, резко снижается при удалении от неё. Благодаря такому профилю распределения примеси был уменьшен вклад той части легированного слоя, которая находится непосредственно под фронтальной контактной сеткой, в последовательное сопротивление ФП без возрастания скорости рекомбинации носителей зарядов в приповерхностной области. Это способствовало повышению фоточувствительности ФП в коротковолновой области спектра солнечного излучения и возрастанию плотности тока короткого замыкания.

Чтобы получить такой специфический профиль распределения примеси в легированном слое потребовалось провести большой объем экспериментальных исследований процессов диффузии из твердых источников и жидкорастворных композиций. Как известно [7], технологию на основе жидкорастворных композиций характеризуют следующие характеристики:

- высокая точность дозировки в окисном слое. Дозировка примеси определяется лишь концентрацией вещества, содержащего диффузанта в исходном растворе. Точность этой концентрации зависит только от точности взвешивания и приготовления раствора;
- возможность плавной регулировки поверхностной концентрации в широком диапазоне и получение воспроизводимых р-п-переходов с малой глубиной залегания за одну стадию диффузии;
- равномерность распределения диффузанта по поверхности пластины.

Однако осаждение боросодержащих пленок из растворов тетраэтоксилана в значительной степени зависит от климатических условий. Хорошую воспроизводимость параметров диффузионных слоев особенно трудно обеспечить в области малых концентраций бора и практически невозможно в условиях относительной влажности более 60 % [7, 8].

В связи с этим формирование изотипного перехода на тыльной поверхности ФП осуществлялось с помощью твердотельных источников из нитрида бора.

Ниже приводятся некоторые результаты экспериментальных исследований процессов диффузии бора и фосфора из твердотельных источников и из жидкорастворных композиций типа КБК-50-5, КФК-15-15 и КФК-50-10. Для сохранения высокого времени жизни неосновных носителей заряда в исходных кремниевых пластинах диффузионные процессы проводили при температуре от 900°C до 1050°C. Были экспериментально построены зависимости удельного поверхностного сопротивления и глубины р-п-переходов от длительности и температуры диффузии. Процессы диффузии проводились в электропечах типа СДО 125-15/3 в атмосфере аргона или азота на кремниевых пластинах типа КЭФ-4,5(100) и КДБ-10(111) с одно- и двухсторонней полировкой. На рис. 2 представлены зависимости глубины р-п-переходов и величины удельного поверхностного сопротивления от температуры и времени формирования р⁺-слоев из твердотельных источников нитрида бора (BN).

Для исследования формирования диффузионных п⁺-слоев в качестве источников примеси использовались жидкорастворные композиции с различным содержанием фосфорного ангидрида и твердые источники диффузии фосфора ТИДФ на основе метафосфата алюминия.

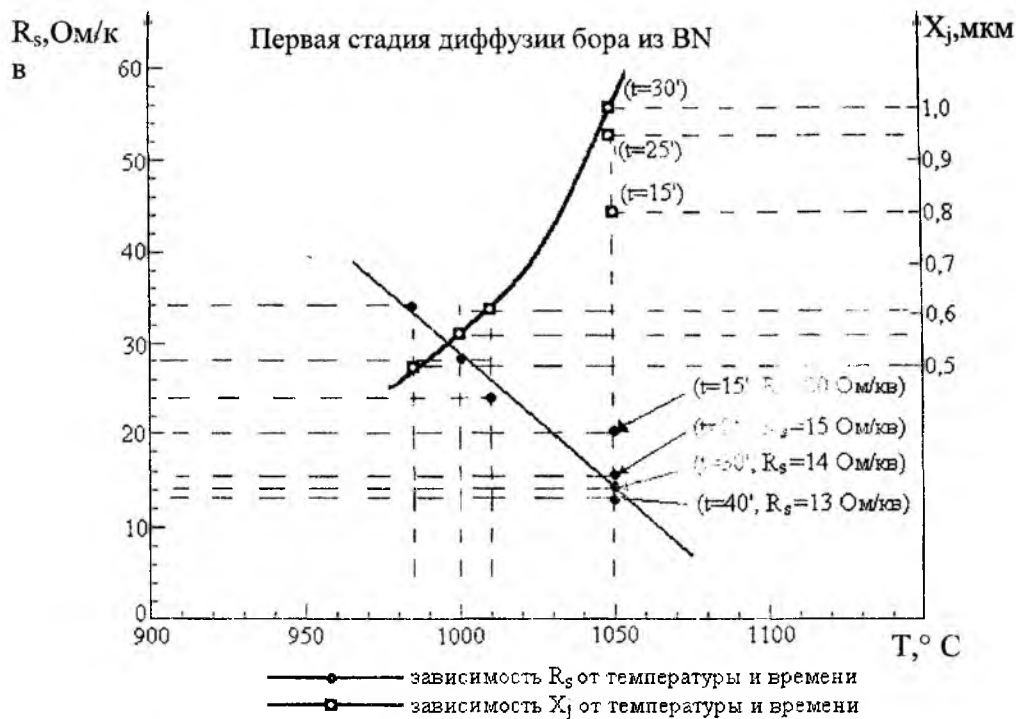
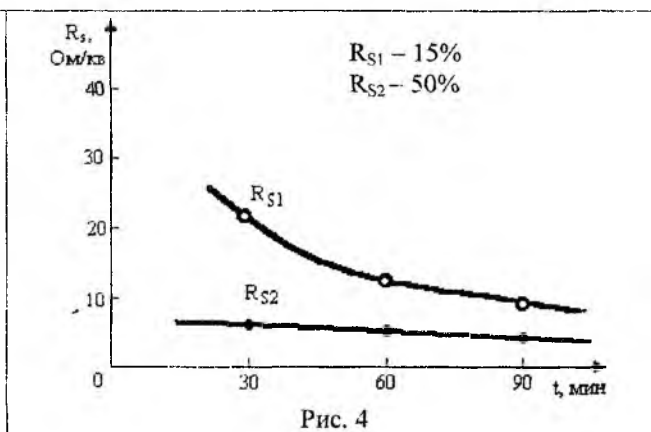
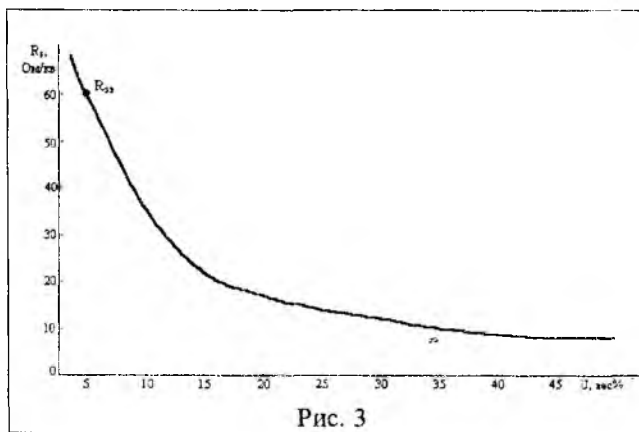


Рис. 2

На рис. 3 представлена зависимость удельного поверхностного сопротивления диффузионных p^+ -слоев от процентного содержания фосфорного ангидрида в пленке жидкорастворной композиции. Диффузия проводилась при температуре 1000°C в течение 90 мин в потоке аргона.

На рис. 4 представлена зависимость удельного поверхностного сопротивления диффузионных p^+ -слоев от длительности процесса диффузии при 1000°C для пленок с различным содержанием фосфорного ангидрида.



При диффузии из ТИДФ пластины-источники перед процессом диффузии отжигались в течение 30 мин. в потоке аргона при 1000°C . Исследования процесса диффузии проводились в диапазоне температур $900\text{--}1000^\circ\text{C}$.

На рис. 5, 6 представлена зависимость удельного поверхностного сопротивления и глубины p - n -перехода диффузионных слоев при диффузии из ТИДФ для различных температур процесса.

В табл. 1 представлена зависимость удельных поверхностных сопротивлений и глубин диффузионных p^+ -слоев от температуры для различных источников примеси фосфора. Диффузия проводилась в течении 30 минут в атмосфере аргона.

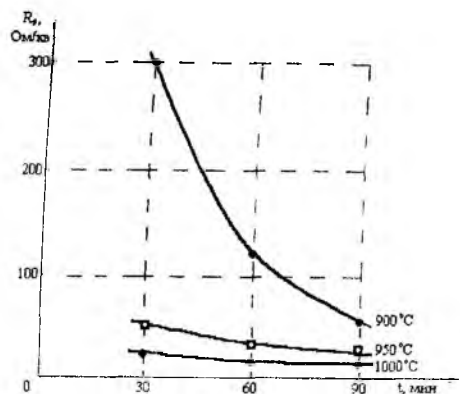


Рис. 5

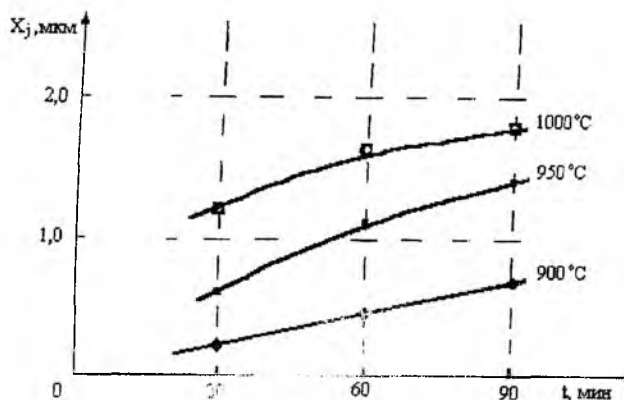


Рис. 6

Таблица 1

	900° С			950° С			1000° С		
	КФК-15	КФК-50	ТИДФ	КФК-15	КФК-50	ТИДФ	КФК-15	КФК-50	ТИДФ
R_s , Ом/кв	800–900	18–20	288–320	150–200	10–12	45–50	30–40	6,5–7	101–3
X_j , мкм		0,3–0,4	0,25–0,3		0,8–1,0	0,7±0,9		1,4–1,5	1,3–1,4

При исследовании технологических ограничений формирования просветляющих покрытий из TiO_2 использовались два типа МДП-структур $Si - TiO_2 - Al$ и $Si - SiO_2 - TiO_2 - Al$. Для создания пленки TiO_2 на поверхность очищенных кремниевых пластин методом центрифугирования (2000 - 3000 об/мин) наносился слой 10% -го раствора тетрабутоксититана в изопропиловом спирте. Последующая термообработка при температурах от 300 до 700° С в атмосфере аргона проводилась с целью формирования электрофизических свойств пленки TiO_2 и увеличения адгезии, а также для удаления органических остатков. Однократное нанесение пленки TiO_2 и ее последующая термообработка при 300 - 350 0С в течение 15 - 20 мин позволяет получить пленку толщиной 0,04 - 0,05 мкм. Для получения более толстых пленок осуществлялось многократное нанесение слоев TiO_2 с отжигом каждого слоя. Исследование С-V характеристик МДП-структур показало, что удельное объемное сопротивление получаемых слоев TiO_2 в диапазоне исследуемых толщин (0,05 - 0,15 мкм) и температурах отжига (300 - 800° С) не превышали значений $(1-10) \cdot 10^6$ Ом·см, что значительно ниже, чем у аналогичных пленок SiO_2 .

По С-V характеристикам определялась диэлектрическая проницаемость пленок и свойства границы раздела $Si - TiO_2$. Для исследуемых пленок TiO_2 , толщиной 0,04 мкм, диэлектрическая проницаемость лежала в интервале от 4 до 220, повышаясь с температурой отжига (рис. 7)

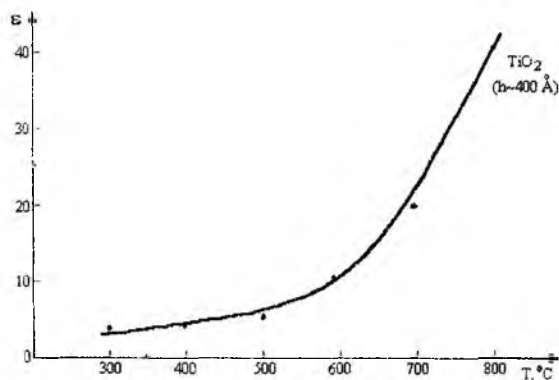


Рис. 7

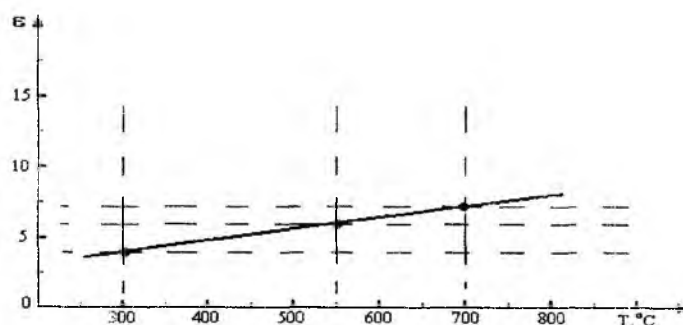


Рис. 8

Рассчитанная по С-V характеристикам плотность поверхностных состояний составила $10^{11}-10^{12}$ $см^{-2}В^{-1}$ для структур $Si - TiO_2 - Al$. Плотность полного заряда на границе раздела составила $(1-10) \cdot 10^{-7}$ Кл/см². При исследовании С-V характеристик структур $Si - TiO_2 - Al$ регистрировались значительные утечки через слой TiO_2 , что свидетельствует о плохих диэлектрических свойствах слоев TiO_2 . С целью улучшения диэлектрических свойств МДП-структур была изготовлена партия МДП-

структур типа Si → SiO₂ – TiO₂ – Al. Подслоя SiO₂ выращивался термически на пластинах кремния и имел толщины от 0,05 до 0,09 мкм. На слои SiO₂ наносили слои TiO₂ одно- и двукратным нанесением. Комбинированный диэлектрический слой SiO₂ – TiO₂ отжигался при температурах 550 и 700°C в среде аргона.

Как показали исследования C-V характеристик, введение подслоя SiO₂ устранило наличие токов утечки в диапазоне напряжений от –20 В до +20 В. Плотность полного заряда на границе раздела Si - диэлектрик для структур со слоями SiO₂ – TiO₂ составило $(1-6) \cdot 10^{-8}$ Кл/см², что почти на порядок меньше, чем для слоя TiO₂.

Значение диэлектрической проницаемости комбинированного диэлектрика SiO₂ (0,05 мкм) – TiO₂ (0,04 мкм) почти в 1,5 раза выше, чем просто у SiO₂ и увеличивается с ростом температуры отжига (рис. 8).

Описанные выше экспериментальные исследования позволили разработать оптимальный технологический маршрут изготовления радиационностойких ФП космического применения на основе совместной диффузии из комбинированных источников, состоящих из жидкорастворных композиций и твердотельных диффузатов. Технологический маршрут включает в себя всего одну высокотемпературную обработку не превышающую 1000°C, три фотолитографии, одну операцию нанесения просветляющего покрытия на основе SiO₂-TiO₂, две операции формирования слоёв металлизации для фронтального и тыльного контактов. Технические параметры изготовленных экспериментальных образцов ФП приведены в табл. 2 для условий АМ0, при T=25°C.

Таблица 2

Габаритные размеры ФП, мм	46,05×15,20
Напряжение на номинальной нагрузке при R _н =2,1 Ом, U _н , В	0,49-0,51
Напряжение холостого хода, U _{хх} , В	0,61-0,62
Плотность тока короткого замыкания, I _{кз} , мА/см ²	39-41
Выходная мощность P _{макс} , Вт/м ²	190-200

Таким образом в НИТИ Приборостроения разработана и внедрена серийно-способная малозатратная и ресурсосберегающая технология изготовления радиационно-стойких ФП для комплектации БФ космических аппаратов отечественного производства на основе отечественного дешевого монокристаллического кремния p-типа, полученного по методу Чохральского.

Список литературы: 1. Солдатенко Л.М. Солнечная энергетика в Украине // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 1999. №5-6. С.31-32. 2. Горбань А.П., Костылев В.П., Савченко А.В., Серба А.А., Черненко В.В. Разработка физико-технических основ создания высокоэффективных кремниевых фотопреобразователей и солнечных батарей космического и наземного применения // Авиационно-космическая техника и технология: Сб. науч. трудов. 1999. Вып. 8 (тематический). С. 83-87. 3. Горбань А.П., Костылев В.П. Деякі проблеми метрології фотоелектричних перетворювачів сонячної енергії // Тези доповідей наук. техн. конф. "Метрологічне забезпечення температурних і теплофізичних вимірювань". Харків, 1994. С. 246-247. 4. Горбань А.П., Костылев В.П., Саченко А.В. О повышении точности определения фотоэнергетических параметров фотопреобразователей на нескорректированных по спектру имитаторах Солнца // Нетрадиционные источники, передающие системы и преобразователи энергии: Сб. науч. статей. Ч. 1. Харьков, 1997. С.33-34. 5. Горбань А.П., Костылев В.П. О просветлении кремниевых поверхностно-канальных фотопреобразователей // Надёжность микроэлектронных схем и элементов. Киев: Наукова думка, 1982. С.87-93. 6. Григорьева Г.М., Крейнин Л.Б., Ландсман А.П. Действие космической радиации на солнечные элементы // Гелиотехника. 1971. №5. С.3-17. 7. Антонова В.А., Листратенко А.М., Макаренко Б.И., Слипченко Н.И. Твердотельные солнечные фотопреобразователи на основе жидкорастворных композиций // Технология приборостроения. 1999. Вып. 3. С.54-57. 8. Зиновьев К.В. Растворные композиции для электронной техники // Электронная промышленность. 1980. Вып. 8. С.93-96.

Харьковский НИТИ Приборостроения

Поступила в редколлегию 10.10.2001

ЦИФРОВОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АМПЛИТУДНОГО ДЕТЕКТОРА

При оценке эффективности отдельных радиотехнических устройств и систем на этапе их проектирования методом математического моделирования возникает необходимость моделирования амплитудного детектора.

Здесь приведены структурные схемы, на основе анализа работы которых разрабатываются алгоритмы цифровых моделей. Приведённые структурные схемы позволяют уяснить физику работы устройств, что важно для студентов и других лиц, занимающихся моделированием.

Схема амплитудного детектора аналоговых сигналов изображена на рис. 1.

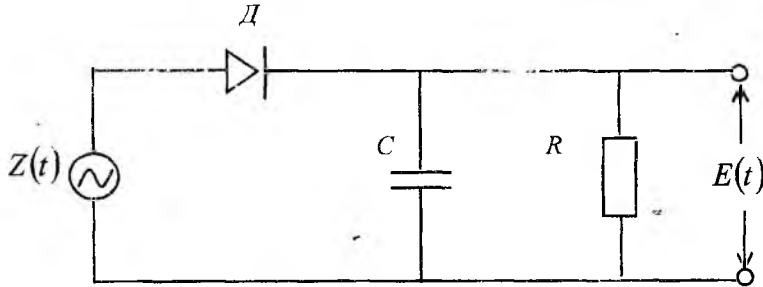


Рис. 1

На вход детектора поступает напряжение $Z(t) = E(t) \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi)$. В результате амплитудного детектирования на выходе получаем огибающую входного напряжения $E(t)$.

Суть моделирования амплитудного детектора методом комплексной огибающей состоит в следующем¹.

Если представить входной сигнал в виде:

$Z(t) = \text{Re}[E(t) \cdot e^{j\varphi} \cdot e^{j\omega_0 t}] = \text{Re}\{[E(t) \cdot \cos \varphi + j E(t) \cdot \sin \varphi] e^{j\omega_0 t}\} = \text{Re}[Z_c(t) + j Z_s(t)] \cdot e^{j\omega_0 t}$,
то искомую огибающую можно найти из соотношения:

$$E(t) = \sqrt{Z_c^2(t) + Z_s^2(t)},$$

где квадратурные составляющие комплексной амплитуды $Z_c(t) = E(t) \cdot \cos \varphi$ и $Z_s(t) = E(t) \cdot \sin \varphi$ можно получить с помощью двух фазовых детекторов (рис. 2), опорные напряжения которых сдвинуты по фазе на 90° .

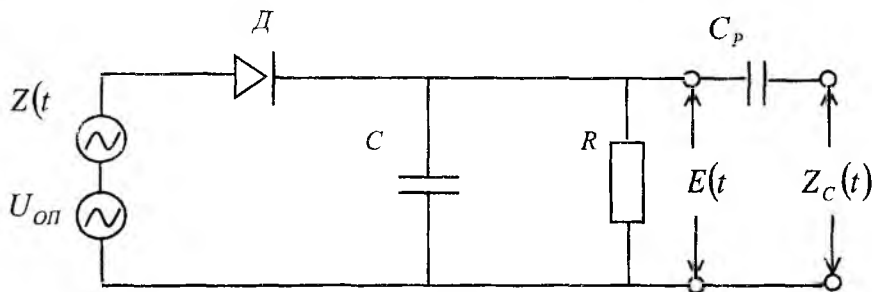


Рис. 2

Фазовый детектор (рис. 2) отличается от амплитудного лишь тем, что на его вход кроме детектируемого сигнала $y(t) = E(t) \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi)$ подаётся опорное напряжение $U_{on}(t) = E_{on} \cdot \cos \omega_0 t$. Тогда напряжение на нагрузке детектора пропорционально амплитуде суммарного напряжения $E_p(t)$.

¹ В.В. Быков. Цифровое моделирование в статистической радиотехнике. М.: Сов. Радио, 1971. 328с.

$$Z(t) + U_{on}(t) = E(t) \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi) + E_{on} \cos \omega_0 t = [E(t) \cdot \cos \varphi + E_{on}] \cos \omega_0 t - E(t) \cdot \sin \varphi \cdot \sin \omega_0 t = \\ = \sqrt{E_{on}^2 + 2E_{on}E(t) \cdot \cos \varphi + E^2(t)} \cdot \cos(\omega_0 t + \theta) = E_p(t) \cdot \cos(\omega_0 t + \theta)$$

Если $E_{on} \gg E(t)$, то $E_p(t) \cong E_{on} + E(t) \cdot \cos \varphi$.

На выходе детектора выделяется в нашем случае напряжение $E_p(t) = E_{on} + E(t) \cdot \cos \varphi$, а после разделительного конденсатора C_p выделяется напряжение $Z_c(t) = E(t) \cdot \cos \varphi$.

Из полученного выражения для $Z_c(t)$ следует, что при условии $E_{on} \gg E(t)$ фазовый детектор можно представить в виде перемножителя входного сигнала $Z(t)$ на опорное напряжение единичной амплитуды $\cos \omega_0 t$ и фильтра низкой частоты: $\overline{E(t) \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi) \cdot \cos \omega_0 t} = \frac{1}{2} E(t) \cdot \cos \varphi$.

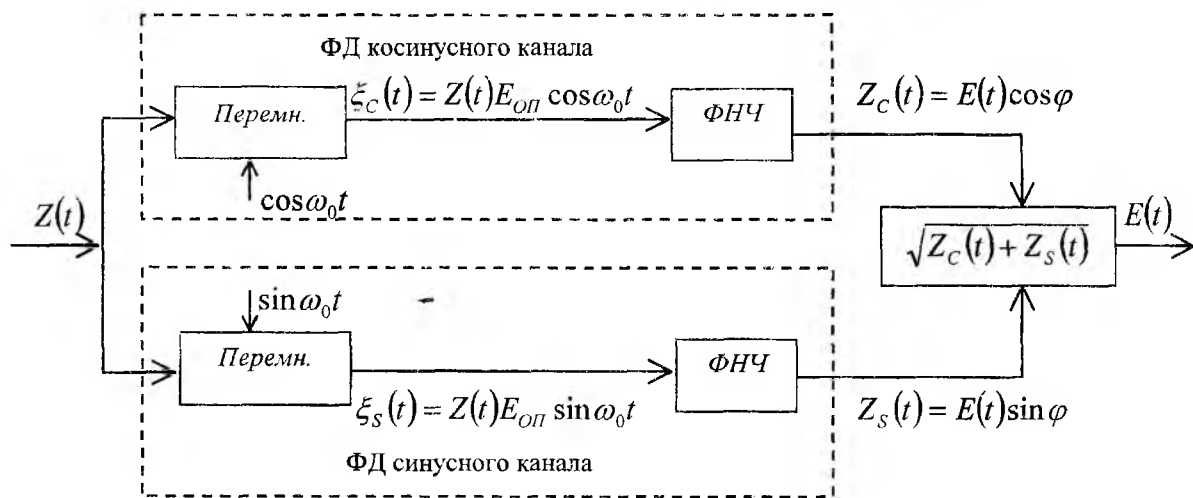


Рис. 3

Напряжения на выходах перемножителей фазовых детекторов можно представить в виде:

$$\xi_c(t) = Z(t) \cdot \cos \omega_0 t = \frac{1}{2} E(t) \cdot \cos \varphi + \frac{1}{2} E(t) \cdot \cos(2\omega_0 t + \varphi) = Z_c(t) + \frac{1}{2} E(t) \cdot \cos(2\omega_0 t + \varphi),$$

$$\xi_s(t) = Z(t) \cdot \sin \omega_0 t = \frac{1}{2} E(t) \cdot \sin \varphi + \frac{1}{2} E(t) \cdot \sin(2\omega_0 t + \varphi) = Z_s(t) + \frac{1}{2} E(t) \cdot \sin(2\omega_0 t + \varphi).$$

Первые слагаемые полученных соотношений $Z_c(t)$ и $Z_s(t)$ являются медленно меняющимися функциями времени (по сравнению с $\cos \omega_0 t$), поэтому при прохождении фильтров низкой частоты они накапливаются. Вторые слагаемые, осциллирующие с удвоенной частотой и соответственно принимающие разную полярность, вызывают на выходе ФНЧ малый эффект. Чем больше постоянная времени детектора $\tau = RC$ (рис.1) и соответственно постоянная времени ФНЧ, тем на выходе детектора относительная величина высокочастотной составляющей будет меньше низкочастотной составляющей. При детектировании импульсных сигналов длительностью τ_u постоянная времени выбирается из условия допустимого завала крутизны переднего фронта импульса ($\tau < 0,1 \tau_u$). Так как для ослабления высокочастотной составляющей $\tau_{min} = \frac{1}{f_0}$, то $\frac{1}{f_0} < \tau < 0,1 \tau_u$.

При цифровом моделировании входной сигнал и опорные напряжения представляются в виде отсчётов:

$$Z(i \Delta t) = Z(i) = E(i) \cdot \cos(\omega_0 i \Delta t + \varphi) = E(i) \cdot \cos(\omega_0 i \Delta t + \varphi).$$

$$U_{\cos on}(i \Delta t) = \cos \omega i \Delta t,$$

$$U_{\sin on}(i \Delta t) = \sin \omega i \Delta t,$$

где Δt – интервал временной дискретизации, выбираемый согласно теореме отсчётов (теореме Котельникова) из соотношения $\Delta t \leq \frac{1}{2F_{\max}}$ (F_{\max} – верхняя граничная частота дискретизируемого сигнала).

Так как радиосигналы, используемые в различных радиотехнических системах, являются узкополосными (ширина спектра модулирующих колебаний ΔF_m значительно меньше несущей частоты $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$), то можно считать, что $F_{\max} \approx f_0$ и соответственно $\Delta t \leq \frac{2}{f_0}$.

При цифровой обработке фильтры низкой частоты представляются собой устройства (рис. 4), включающие память, хранящую k отсчётов $\xi_c(i-l) = Z(i-l) \cdot \cos[\omega_0(i-l)\Delta t]$ и соответственно $\xi_s(i-l) = Z(i-l) \cdot \sin[\omega_0(i-l)\Delta t]$, $l = 0, \dots, k-1$, а также сумматоры, на выходе которых образуются

$$Z_c(i) = \sum_{l=0}^{k-1} \xi_c(i-l) \text{ и } Z_s(i) = \sum_{l=0}^{k-1} \xi_s(i-l)$$

Очевидно, выбирать k нужно из соотношения $k = m \frac{\tau_{\min}}{\Delta t} = m_k \frac{1}{f_0 \cdot \Delta t}$,

где $m = 1, 2, \dots$ $k_{\min} = \frac{1}{f_0 \cdot \Delta t}$.

Если интервал дискретизации $\Delta t = \frac{1}{n \cdot f_0}$, то $k = m \frac{1}{f_0 \cdot \Delta t} = m \frac{1}{f_0 \cdot \frac{1}{n \cdot f_0}} = m \cdot n$,

где n – целое число.

Для $m = 1$ имеем $k = k_{\min} = n$.

Блок – схема цифровой модели линейного амплитудного детектора изображена на рис. 4.

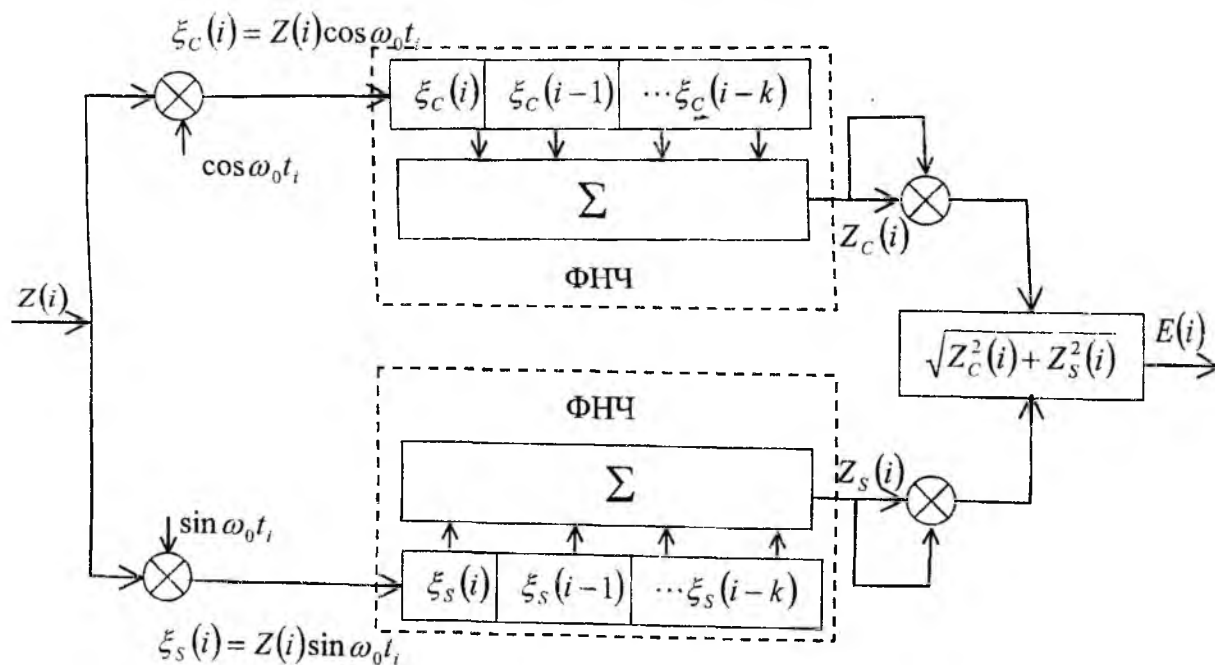


Рис. 4

Таким образом, математическая модель цифрового линейного детектора может быть представлена в виде:
$$E(i) = \left\{ \left[\sum_{l=0}^{k-1} \xi_c(i-l) \cdot \cos(\omega_0(i-l)\Delta t + \varphi) \right]^2 + \left[\sum_{l=0}^{k-1} \xi_s(i-l) \cdot \sin(\omega_0(i-l)\Delta t + \varphi) \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Легко увидеть, что в случае цифрового моделирования квадратичного детектора его выходной эффект E_i^2 описывается выражением, которое находится в фигурных скобках выше приведенного соотношения. Заметим, что из отношения выходных напряжения синусного и косинусного каналов можно определить начальную фазу детектируемого сигнала.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 17.09.2001

ОБНАРУЖЕНИЕ ГРУБЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ И ПРОМАХОВ ПРИ ОБРАБОТКЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

При обработке результатов наблюдений, если серия содержит грубую погрешность или промах, то это может сильно исказить не только среднее значение измеряемой величины, но и доверительный интервал. Поэтому из окончательного результата необходимо исключить эти погрешности. Обычно грубая погрешность или промах резко отличается от других результатов наблюдений. Однако это еще не дает нам право отбросить этот резко отличающийся результат как грубую погрешность или промах. Грубые погрешности и промахи являются особым видом случайных погрешностей. Их обнаружение производится с помощью специальных критериев, основанных на аппарате математической статистики.

Если закон распределения результатов наблюдений является нормальным (при этом число наблюдений n велико), то применяется критерий Райта. Суть этого критерия в следующем. Результат измерения x_i (x_{\max} или x_{\min}) не принадлежит заданному распределению (т.е. отягощен грубой погрешностью или промахом) с заданной вероятностью P , если

$$\frac{|x_i - \hat{m}_x|}{\hat{\sigma}_x} > t_p, \quad (1)$$

где t_p – доверительный коэффициент,

или, другими словами, если x_i выходит за границы интервала $(\hat{m}_x - t_p \hat{\sigma}_x; \hat{m}_x + t_p \hat{\sigma}_x)$.

Для нормального распределения обычно выбирают $P = 0,9973$, для которого $t_p = 3$.

Для распределений, отличных от нормального, при большом числе наблюдений n применяется критерий Райта, только в выражении (1) t_p берется для соответствующего закона распределения.

Для распределений, обладающих, в отличие от нормального, границами, следует выбирать $P = 1$. Значения t_p для некоторых распределений приведены в табл. 1

Таблица 1

Вид распределения	Арксинуса	Равномерное	Симпсона	Нормальное	Лапласа
t_p	$\sqrt{2}$	$\sqrt{3}$	$\sqrt{6}$	3	4

Величина

$$\tau = \frac{x - \hat{x}}{\sigma_x}, \quad (2)$$

где x – крайний элемент выборки, называемая максимальным относительным отклонением, имеет специальное распределение, которое зависит от объема выборки n .

Используя τ -распределение, можно получить критерий совместимости крайнего элемента с остальными для различных значений n , не используя никаких других сведений, кроме самой выборки. Таким образом, если число наблюдений мало ($n < 20 \dots 30$), то в критерии для обнаружения грубых погрешностей выражение (1) примет вид [1]

$$\frac{|x_i - \hat{x}|}{\hat{\sigma}_x} > \beta, \quad (3)$$

где коэффициент β имеет τ -распределение. Зависимость β от n для различных значений вероятности P для нормального закона распределения результатов наблюдений приведены в литературе [2].

ний β для распределений, отличных от нормального, предлагается применить численный метод. Суть этого метода в следующем:

1. Моделируется заданное распределение случайных величин с заранее известными параметрами, представляющее собой генеральную совокупность, состоящую из m случайных величин ($m \geq 30000$ достаточно велико).

2. Данная генеральная совокупность разделяется на k независимых выборок объемом n таким образом, что

$$n = \frac{m}{k} = 2, 3, 4, \dots$$

3. Для каждой выборки определяются величины τ по формуле (2). Очевидно, что совокупности величин τ для одинаковых значений n представляет собой их распределения для этих значений n .

4. Для каждого полученного распределения τ строим эмпирическую интегральную функцию распределения $F(\tau)$.

5. Для заданных доверительных вероятностей P определяем значения коэффициентов β как (см. рис. 1)

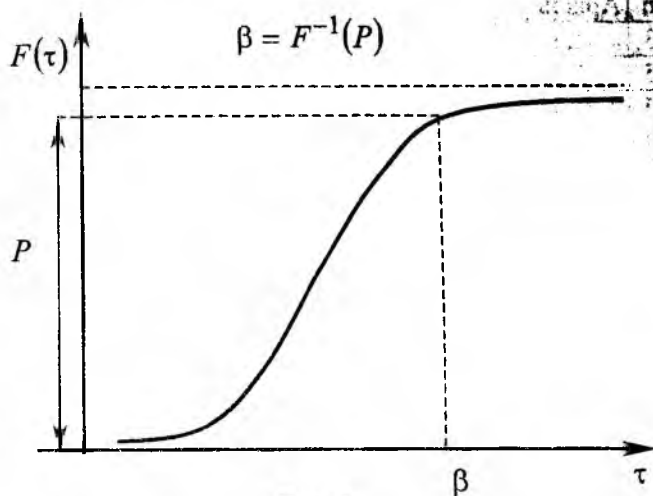


Рис. 1

Для проверки данного метода были рассчитаны известные коэффициенты β для нормального распределения. Результаты расчета приведены в табл. 2.

Таблица 2

n	$P = 0.8$			$P = 0.9$			$P = 0.95$		
	Рассчитанные значения β	Истинные значения β	Погрешность, %	Рассчитанные значения β	Истинные значения β	Погрешность, %	Рассчитанные значения β	Истинные значения β	Погрешность, %
3	1,41	1,41	0,00	1,41	1,41	0,00	1,41	1,41	0,00
5	1,79	1,79	0,23	1,87	1,87	0,10	1,92	1,92	-0,21
7	1,99	1,97	0,84	2,10	2,09	0,33	2,19	2,18	0,33
9	2,11	2,10	0,37	2,25	2,24	0,30	2,35	2,35	-0,06
11	2,19	2,19	0,18	2,35	2,34	0,36	2,47	2,47	0,00
13	2,28	2,26	0,85	2,44	2,43	0,53	2,57	2,56	0,56
15	2,33	2,33	0,19	2,52	2,49	1,20	2,65	2,64	0,28
17	2,39	2,38	0,61	2,56	2,55	0,57	2,72	2,70	0,66
19	2,42	2,43	-0,22	2,60	2,60	-0,02	2,73	2,75	-0,68
21	2,47	2,47	-0,13	2,65	2,64	0,48	2,80	2,80	0,07
23	2,51	2,50	0,56	2,70	2,68	0,65	2,83	2,84	-0,30
25	2,56	2,54	0,76	2,74	2,72	0,64	2,89	2,88	0,26
27	2,58	2,57	0,28	2,77	2,75	0,64	2,90	2,91	-0,46
29	2,58	2,60	-0,64	2,78	2,78	-0,13	2,91	2,94	-0,99
31	2,65	2,62	1,05	2,82	2,80	0,66	2,98	2,97	0,38
33	2,66	2,65	0,27	2,86	2,83	1,23	2,98	3,00	-0,71
35	2,67	2,67	0,06	2,86	2,85	0,42	3,02	3,02	-0,03
37	2,71	2,69	0,92	2,90	2,87	1,11	3,06	3,04	0,66
39	2,71	2,71	0,00	2,89	2,89	0,00	3,07	3,07	0,00
41	2,73	2,73	0,00	2,92	2,91	0,34	3,09	3,08	0,32

Как видно из таблицы, погрешность данного метода не превышает 2%.

Значения β для распределений, отличных от нормального, приведены в таблицах 3-6 (в таблице 3 – для вероятности $P = 0.8$, в таблице 4 – для $P = 0.9$, в таблице 5 – для $P = 0.95$, в таблице 6 – для $P = 0.98$).

Таблица 3

n	Арсинус	Равномерный	Треугольный	Лаплас
3	1,41	1,41	1,41	1,41
5	1,79	1,76	1,77	1,84
7	1,84	1,87	1,94	2,10
9	1,85	1,91	2,04	2,31
11	1,86	1,92	2,10	2,45
13	1,83	1,94	2,14	2,59
15	1,82	1,95	2,17	2,67
17	1,80	1,96	2,18	2,79
19	1,79	1,95	2,22	2,86
21	1,78	1,95	2,23	2,95
23	1,76	1,94	2,24	3,04
25	1,76	1,94	2,25	3,09
27	1,75	1,94	2,28	3,12
29	1,74	1,94	2,28	3,18
31	1,72	1,94	2,29	3,23
33	1,71	1,93	2,29	3,28
35	1,70	1,93	2,29	3,33
37	1,69	1,92	2,29	3,41
39	1,69	1,91	2,30	3,45
41	1,68	1,90	2,30	3,50

Таблица 4

n	Арсинус	Равномерный	Треугольный	Лаплас
3	1,41	1,41	1,41	1,41
5	1,90	1,85	1,86	1,91
7	2,01	2,01	2,06	2,23
9	2,02	2,07	2,18	2,45
11	2,02	2,08	2,24	2,63
13	2,00	2,08	2,28	2,77
15	1,98	2,08	2,32	2,88
17	1,94	2,07	2,32	3,00
19	1,93	2,05	2,36	3,08
21	1,90	2,08	2,37	3,21
23	1,89	2,07	2,37	3,27
25	1,85	2,05	2,37	3,36
27	1,85	2,04	2,39	3,43
29	1,84	2,04	2,39	3,44
31	1,84	2,04	2,40	3,55
33	1,82	2,03	2,40	3,56
35	1,79	2,02	2,41	3,60
37	1,78	2,02	2,41	3,70
39	1,77	2,02	2,42	3,75
41	1,76	2,01	2,42	3,78

Таблица 5

n	Арсинус	Равномерный	Треугольный	Лаплас
3	1,41	1,41	1,41	1,41
5	1,95	1,91	1,91	1,95
7	2,16	2,12	2,14	2,30
9	2,17	2,19	2,28	2,55
11	2,17	2,23	2,37	2,76
13	2,15	2,23	2,41	2,92
15	2,13	2,19	2,44	3,04
17	2,08	2,18	2,47	3,18
19	2,04	2,18	2,48	3,27
21	2,02	2,18	2,48	3,34
23	2,00	2,17	2,49	3,47
25	1,98	2,17	2,49	3,51
27	1,98	2,13	2,50	3,59
29	1,95	2,13	2,50	3,66
31	1,93	2,11	2,50	3,74
33	1,93	2,11	2,51	3,81
35	1,92	2,10	2,51	3,78
37	1,91	2,10	2,52	3,92
39	1,90	2,10	2,53	3,95
41	1,89	2,10	2,53	3,98

Таблица 6

n	Арсинус	Равномерный	Треугольный	Лаплас
3	1,41	1,41	1,41	1,41
5	1,98	1,95	1,95	1,97
7	2,27	2,22	2,26	2,36
9	2,38	2,34	2,40	2,65
11	2,35	2,42	2,49	2,88
13	2,33	2,40	2,55	3,08
15	2,31	2,32	2,58	3,20
17	2,21	2,36	2,60	3,33
19	2,21	2,35	2,60	3,44
21	2,19	2,33	2,60	3,62
23	2,14	2,31	2,60	3,72
25	2,10	2,30	2,61	3,76
27	2,08	2,28	2,61	3,85
29	2,06	2,26	2,64	3,89
31	2,06	2,22	2,65	4,05
33	2,02	2,21	2,65	3,99
35	2,01	2,21	2,66	4,03
37	2,00	2,2	2,66	4,15
39	1,99	2,19	2,66	4,12
41	1,98	2,21	2,66	4,14

Таким образом, предложенный численный метод позволяет рассчитать коэффициенты β для отсеивания грубых погрешностей и промахов при малом числе наблюдений и распределении, отличном от нормального.

Иногда сомнения вызывают одновременно несколько элементов выборки. В этом случае для каждого из этих элементов вычисляются значения τ и исследование начинается с того элемента, для которого τ наименьшее; остальные элементы исключаются из рассмотрения. Получается, что в оставшейся выборке имеется только один сомнительный элемент. Вычисляя для этой уменьшенной выборки заново \bar{x} и $\hat{\sigma}_x$, получаем новое значение τ для сомнительного элемента. Если это τ превосходит табличное значение β , то данное сомнительное наблюдение является грубой погрешностью или промахом. Тем более как грубые погрешности или промахи следует исключить ранее отброшенные элементы. Если исследуемый сомнительный элемент не отбрасывается, то его присоединяют к выборке и исследуют следующий по сомнительности элемент в описанном выше порядке.

Список литературы: 1. Кассандро́ва О.Н., Лебеде́в В.В. Обработка результатов наблюдений. М.: Наука, 1970. 104 с. 2. Пусты́льник Е.И. Статистические методы анализа и обработки наблюдений. М.: Наука, 1968. 288 с.

Харьковский государственный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 4.04.2001

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО СТАЦИОНАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦ И КВАЗИЧАСТИЦ В НЕСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ СТРУКТУРЕ

Улучшение рабочих характеристик приборов нанoeлектроники и расширение областей их применения возможно при условии управления электромагнитными и кинетическими явлениями в активных областях этих приборов на квантовом уровне. При этом весьма важно учесть особенности поведения частиц и квазичастиц, а также их ансамблей не только в активной области прибора, но и в прилегающих областях (в подложках, буферных высокоомных или низкоомных слоях, под контактными площадками и т.д.). Для создания высокоэффективных изделий квантовой электроники, оптоэлектроники и микроэлектроники СВЧ, а также элементов вычислительной техники, способных производить “квантовые вычисления”, необходимо учесть возможность управления пространственной локализацией волновых функций частиц и квазичастиц во всём объёме прибора.

С учётом сверхмалых (порядка длины волны де Бройля электронов) размеров областей приборов каждая из них представляет собой квантовую яму для частиц и квазичастиц. В большинстве случаев энергетический профиль таких ям (форма, высота и ширина ограничивающих барьеров) бывает резко несимметричной, поскольку каждая область квантоворазмерного прибора может иметь свои физико-энергетические параметры: химический состав, ширину и тип запрещённой зоны, величину и тип проводимости, положение уровня Ферми, величину работы выхода, электронного сродства материала, эффективные массы частиц и квазичастиц и т.д.

На этапе разработки и проектирования изделий квантовой нанoeлектроники – полупроводниковых квантоворазмерных лазеров, линсек и матриц лазерных диодов, а также фотоприёмников на основе квантоворазмерных структур, необходимо предусмотреть возможность регулирования или точного определения таких параметров и явлений как:

- частотный спектр (частоты генерируемого или принимаемого излучения);
- уширение спектральных линий и его минимизация;
- влияние на систему квантовых уровней частиц и квазичастиц сильных внешних электрических и магнитных полей, а также полей объёмных зарядов.

В частности, для определения частотного спектра необходимо рассматривать энергетические уровни частиц и квазичастиц в КРС и зависимость их положения в квантовой яме (квантово-ограниченном слое) от геометрических параметров КРС и её энергетического профиля.

В данной работе рассматривается однослойная квантоворазмерная структура, состоящая из квантово-ограниченного слоя GaAs шириной 100 Å, ограниченная двумя слоями AlGaAs. Содержание алюминия в обоих ограничивающих слоях принято неодинаковым. Энергетическая диаграмма такой КРС представлена на рис. 1. Поскольку молярная доля алюминия в материалах барьеров неодинаковая, их высоты также будут отличаться. Таким образом энергетический профиль такой структуры является несимметричным относительно центра квантово-ограниченного слоя.

При отсутствии внешнего возмущения энергетические состояния частиц и квазичастиц (электронов и дырок) в этой квантоворазмерной структуре находятся в стационарном состоянии, собственные функции и собственные значения энергии в которых, определяются из решения стационарного уравнения Шредингера:

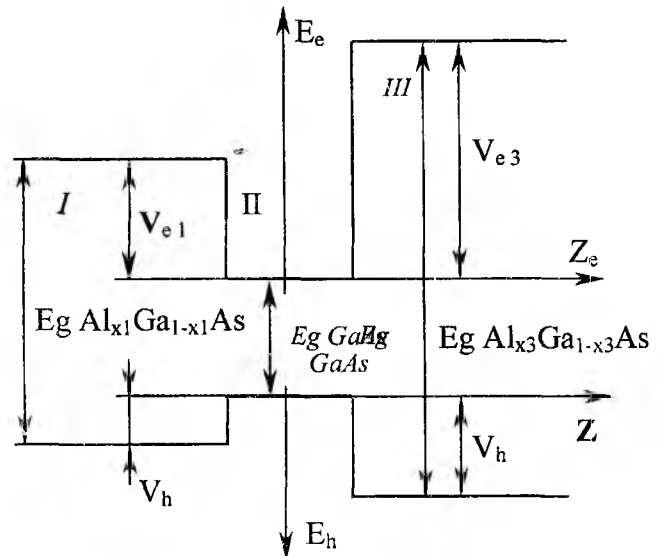


Рис. 1

$$\hat{H}_0 \Psi^0 = E_0 \Psi^0. \quad (1)$$

В этом уравнении \hat{H}_0 и Ψ^0 являются функциями только координаты, т.е. $\hat{H}_0 = \hat{H}_0(z)$ и $\Psi^0 = \Psi^0(z)$. Для каждой из областей ямы и барьеров (области I – III на рис. 1) уравнение (1) запишется так:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1^*} \cdot \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} + V_1 \cdot \Psi_1 = E \cdot \Psi_1 \quad \text{при } -\infty < z \leq -a, \quad (2)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2^*} \cdot \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} = E \cdot \Psi_2 \quad \text{при } -a < z < +a, \quad (3)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_3^*} \cdot \frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial z^2} + V_3 \cdot \Psi_3 = E \cdot \Psi_3 \quad \text{при } +a \leq z < +\infty, \quad (4)$$

где a - полуширина квантово ограниченного слоя (область II на рис. 1); V_1, V_2 - высоты ограничивающих барьеров как для электронов, так и для дырок; m_1^*, m_2^*, m_3^* - эффективные массы частиц или квазичастиц в первой, второй и третьей областях соответственно. Будем считать, что эффективные массы не зависят от координаты в направлении квантового ограничения [1, 2].

В уравнениях (2) - (4) ведём обозначения:

$$k_1^2 = \frac{2m_1^*}{\hbar^2} (V_1 - E), \quad (5)$$

$$k_2^2 = \frac{2m_2^*}{\hbar^2} E, \quad (6)$$

$$k_3^2 = \frac{2m_3^*}{\hbar^2} (V_3 - E). \quad (7)$$

С учётом (6) уравнение Шредингера для области II примет вид:

$$\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} + k_2^2 \Psi_2 = 0. \quad (8)$$

В областях I и III с учётом (5), (7), уравнения Шредингера (2), (4), могут быть переписаны так:

$$\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} - k_1^2 \Psi_1 = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial z^2} - k_3^2 \Psi_3 = 0. \quad (10)$$

Решения уравнений (8) - (10) могут быть записаны в виде:

$$\Psi_2 = A_2 \cos(k_2 z) + B_2 \sin(k_2 z), \quad (11)$$

$$\Psi_1 = A_1 \exp(k_1 z) + B_1 \exp(-k_1 z), \quad (12)$$

$$\Psi_3 = A_3 \exp(k_3 z) + B_3 \exp(-k_3 z). \quad (13)$$

Учитывая область существования функций Ψ_1 , Ψ_2 , Ψ_3 положим $B_1 = 0$ и $A_3 = 0$, тогда решения (11) - (13) могут быть записаны [2]:

чётные:

$$\Psi_1^+ = A^+ \cos(k_2 a) \cdot \exp(k_1 z) \cdot \exp(k_1 a), \quad (14)$$

$$\Psi_2^+ = A^+ \cos(k_2 z), \quad (15)$$

$$\Psi_3^+ = A^+ \cos(k_2 a) \cdot \exp(-k_3 z) \cdot \exp(k_3 a), \quad (16)$$

нечётные:

$$\Psi_1^- = -A^- \sin(k_2 a) \cdot \exp(k_1 z) \cdot \exp(k_1 a), \quad (17)$$

$$\Psi_2^- = A^- \sin(k_2 z), \quad (18)$$

$$\Psi_3^- = A^- \sin(k_2 a) \cdot \exp(-k_3 z) \cdot \exp(k_3 a), \quad (19)$$

коэффициенты A^+ и A^- в уравнениях (14) - (19) определяются из условия нормировки волновой функции и соответственно равны:

$$\frac{1}{(A^+)^2} = \frac{1}{k_2} \cdot (k_2 a + \sin(k_2 a) \cdot \cos(k_2 a)) + \frac{(k_1 + k_3)(\cos(k_2 a))^2}{2 \cdot k_1 \cdot k_3}, \quad (20)$$

$$\frac{1}{(A^-)^2} = \frac{1}{k_2} \cdot (k_2 a - \sin(k_2 a) \cdot \cos(k_2 a)) + \frac{(k_1 + k_3)(\sin(k_2 a))^2}{2 \cdot k_1 \cdot k_3}. \quad (21)$$

Собственные значения энергии частиц и квазичастиц в квантово ограниченном слое определяются из условия непрерывности волновых функций и их производных на границах раздела областей ямы и барьеров.

Собственные значения энергии для чётных функций:

$$\operatorname{tg}(k_2 a) = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_1^*} \cdot \frac{k_1}{k_2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_3^*} \cdot \frac{k_3}{k_2}. \quad (22)$$

Собственные значения энергии для нечётных функций:

$$-\operatorname{ctg}(k_2 a) = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_1^*} \cdot \frac{k_1}{k_2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_3^*} \cdot \frac{k_3}{k_2}. \quad (23)$$

На рис. 2 представлены волновые функции электронов в зоне проводимости несимметричной квантоворазмерной структуры, энергетическая диаграмма которой показана на рис. 1. Сплошными линиями на рисунке обозначена форма барьеров, ямы и волновые функции электронов в невозмущённом состоянии. На рис. 2, а показаны волновые функции чётных состояний, расчёт которых проводился по формулам (14) - (16), (20), (22), а на рис. 2, б - волновые функции нечётных состояний, рассчитанные по формулам (17) - (19), (21), (23). По оси абсцисс на обоих рисунках отложены значения ширины ямы (квантово-ограниченного слоя), а по оси ординат - высоты барьеров и собственные значения энергии электронов.

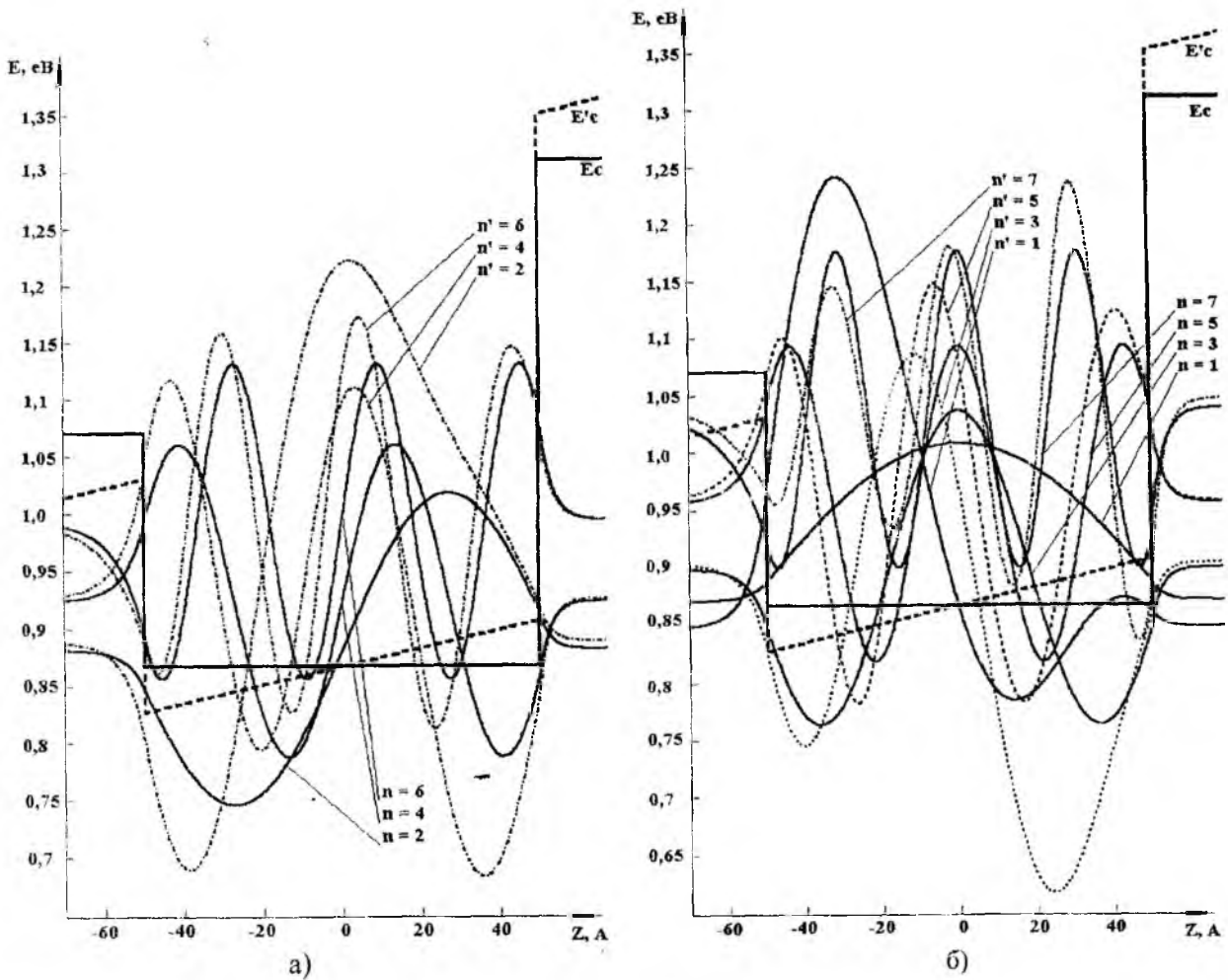


Рис. 2

На этом же рисунке пунктирными линиями обозначено изменение энергетического профиля КРС под действием стационарного возмущения – постоянного электрического поля. Штрих-пунктирными линиями на рис. 2 обозначены волновые функции электронов при наличии возмущения для чётных и нечётных состояний соответственно.

Расчёт возмущённых состояний проведен с использованием второго приближения теории возмущений по методике, изложенной в работах [3, 4]. Как и следовало ожидать, при наличии возмущения волновые функции как чётных так и нечётных состояний меняют свою чётность. В дальнейшем это приводит к изменению вероятностей излучательных и безизлучательных переходов между дискретными энергетическими уровнями электронов и дырок.

Поскольку во втором приближении теории возмущений изменение волновых функций пропорционально квадрату напряжённости внешнего стационарного электрического поля, то в данном случае имеет место квадратичный эффект Штарка [5]. Наибольшее изменение под действием поля во втором приближении теории возмущений претерпевают волновые функции низших энергетических состояний электронов с $n = 1, 2, 3$. Волновые функции этих состояний смещаются в сторону барьера меньшей высоты. Волновые функции состояний электронов с $n = 4, 5$ локализуются в центре квантовой ямы. Это можно объяснить тем, что потенциалы квантового ограничения и внешнего поля взаимно уравновешивают друг друга для полученных собственных значений энергии электронов. Волновые функции состояний с $n = 6, 7$ смещаются в сторону более высокого барьера, поскольку у низкого барьера под действием возмущения квантовое ограничение движения частиц снимается, а у высокого барьера усиливается, т.к. его высота увеличивается.

На рис. 3 приведены графики зависимостей волновых функций тяжёлых дырок от ширины квантово-ограниченного слоя: для чётных состояний – рис. 3, а, для нечётных состояний – рис. 3, б.

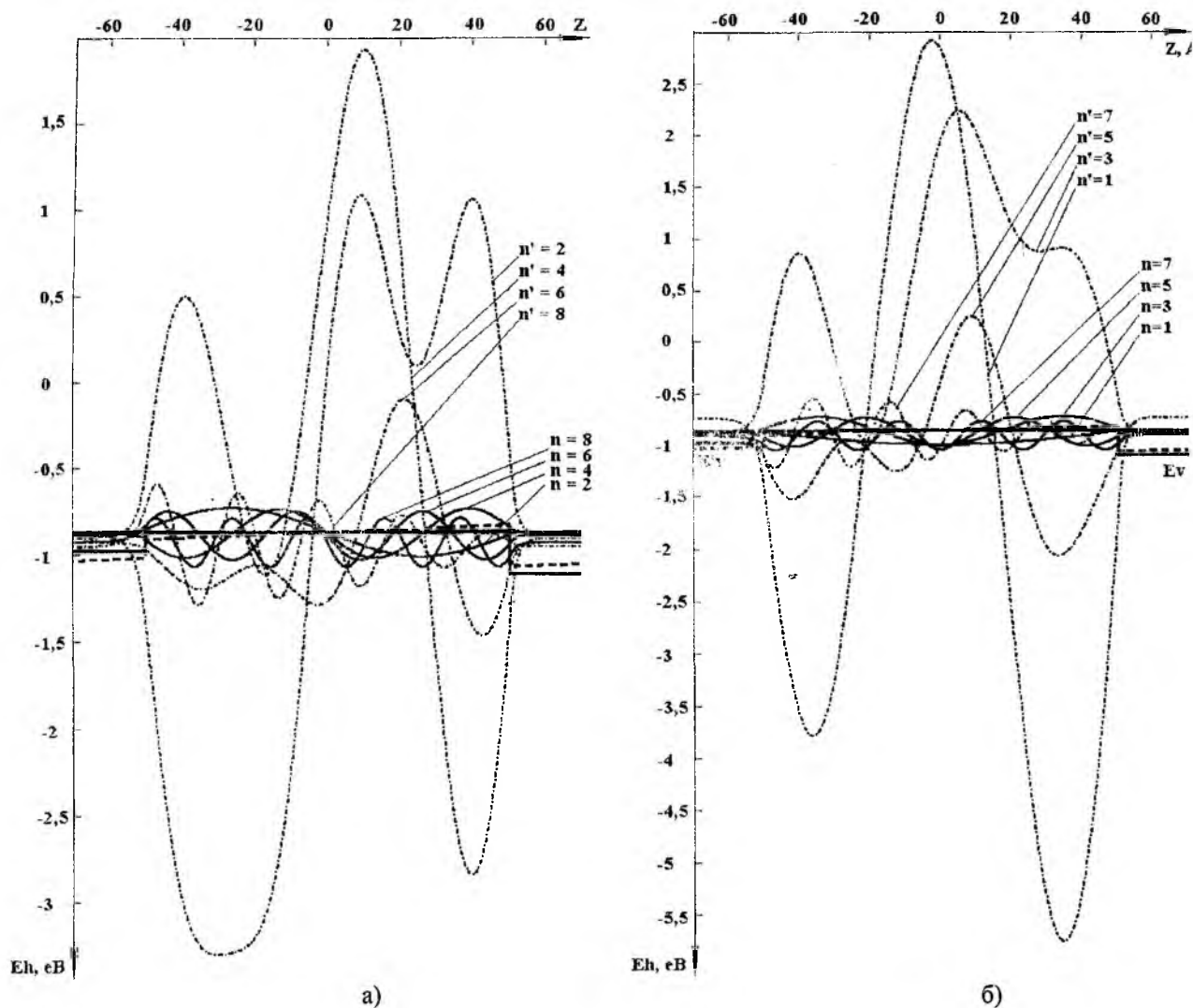


Рис. 3

Как и в предыдущем случае, невозмущённые границы барьеров, ямы и волновые функции показаны сплошными линиями. Изменение энергетического профиля КРС и волновых функций тяжёлых дырок при наличии внешнего стационарного электрического поля, с учётом второго приближения теории возмущений, обозначено пунктирной и штрих пунктирной линиями. Характер изменения волновых функций тяжёлых дырок аналогичен характеру изменения волновых функций электронов под действием внешнего поля. Значительное увеличение амплитуды волновых функций тяжёлых дырок по сравнению с волновыми функциями стационарного состояния может быть связано с большими эффективными массами состояний дырок, а также большими вероятностями изменения квантовых состояний под действием внешнего поля.

Список литературы: 1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика (нерелятивистская теория). Изд. 2-е М.: Физматгиз, 1963. 704 с. 2. Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч. Квантовая механика. М.: Наука, 1979. 528 с. 3. Пащенко А.Г. Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Ч. 1. Постановка задачи // Радиотехника. 2001. Вып. 117. С. 117 — 120. 4. Пащенко А.Г. Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Ч. 2. Обсуждение результатов // Радиотехника. 2001. Вып. 118. С. 55 — 60. 5. Вейлстеке А. Основы теории квантовых усилителей и генераторов: Пер. с англ. Под ред. Л.Г. Ломизе. М.: Иниздат, 1963. 410 с.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ МЕТОДА ПОЛЕВОГО ЭФФЕКТА ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Введение

Неупорядоченные полупроводники уже нашли широкое применение в микроэлектронике. На их основе строятся трехмерные тонкопленочные интегральные схемы (микросхемы памяти и логические интегральные схемы), приемники излучения в различных спектральных диапазонах (от видимого до гамма-излучения), а также целый ряд устройств электроники больших площадей: активные матрицы плоских дисплеев (жидкокристаллических, светодиодных, электролюминесцентных), солнечные батареи и преобразовательные блоки копировальной техники. При этом существует два вида активных элементов – тонкопленочные транзисторы (ТПТ) и различные диодные структуры (р-і-п, Шоттки и др.).

Неупорядоченность атомной структуры и наличие дефектов в материале приводит к появлению большого числа энергетических состояний во всей области запрещенной зоны и, следовательно, непрерывности функции распределения плотности состояний (ПС). Носители заряда, находящиеся на энергетических состояниях в квази-запрещенной зоне (щели подвижности) характеризуются чрезвычайно низкой, практически нулевой подвижностью, следовательно, такие состояния являются локализованными. Именно локализованные состояния определяют все основные характеристики устройств на основе неупорядоченных полупроводников.

Необходимо иметь методику для определения вида функции распределения ПС на основе анализа экспериментальных данных. Это позволит предсказывать характеристики прибора, например, ТПТ и оптимизировать условия осаждения пленок для его конкретного применения. До настоящего времени было предложено большое количество методов спектроскопии плотности состояний в полупроводниках: целый ряд релаксационных методов (релаксационная спектроскопия глубоких уровней [1], релаксационная оптоэлектронная спектроскопия глубоких уровней [2] и др.), метод токов, ограниченных объемным зарядом [1], метод постоянной фотопроводимости [3], емкостные методы [4, 5]. Однако, как уже отмечалось [6], для исследования энергетической структуры неупорядоченной пленки в ТПТ наиболее удобным является метод полевого эффекта (ПЭ). Недостатком метода ПЭ является невозможность разделения объемных и поверхностных состояний. Но в случае, когда не преследуются фундаментальные цели исследования природы локализованных состояний в неупорядоченных полупроводниках, а стоит задача оптимизации параметров ТПТ, нет большой необходимости в разделении объемных и поверхностных состояний. Кроме того, методу ПЭ присущи простота, учет конструкции ТПТ и, в отличие от других методов, он не требует практически никакого специализированного оборудования.

Метод полевого эффекта

В методе полевого эффекта плотность состояний в щели подвижности изучают путем продвижения уровня Ферми через эти состояния и регистрации изменения проводимости образца. Смещение уровня Ферми производится с помощью эффекта поля, таким образом, изучаемая структура является по сути полевым транзистором, а для получения распределения ПС могут быть использованы измеренные экспериментально сток-затворные характеристики транзистора.

Для решения обратной задачи о распределении ПС с помощью метода ПЭ необходимо иметь простую модель тонкопленочного транзистора, адекватно описывающую влияния локализованных состояний на процессы токопереноса в канале. Широкое распространение получила квази-двумерная модель полевого транзистора [1, 7]. В соответствии с данной моделью ток через канал транзистора определяется следующим выражением:

$$I = \frac{W}{L} \left(d_S \sigma_0 V_D + \int_0^{V_D} \int_{\varphi_S(V)}^0 [\sigma(\varphi) - \sigma_0] \frac{\partial \varphi}{\partial x} d\varphi dV \right), \quad (1)$$

где W и L – соответственно ширина и длина канала ТПТ; d_S – толщина кремниевой пленки; σ_0 и $\sigma(\varphi)$ – равновесная и неравновесная проводимости неупорядоченного кремния; V_D – потенциал

электрода стока; φ_S – поверхностный потенциал (на границе активного слоя и подзатворного диэлектрика). Интегрирование ведется в двух направлениях: вдоль канала по переменной V (продольный потенциал) и поперек канала в направлении x по переменной φ (электростатический потенциал, обусловленный эффектом поля).

В (1) первое слагаемое в скобках трактуется как составляющая тока при нулевом напряжении на затворе, а второе – его изменение при приложении к затвору некоторого смещения. Однако такое выражение для тока представляется не корректным. Так, при положительном потенциале на стоке, большем потенциала на затворе, второе слагаемое становится отрицательным и по модулю больше первого, то есть получается отрицательное значение тока. Причиной тому служит неправильное представление первого слагаемого в (1), которое было получено без учета отрицательной обратной связи через электрод затвора. Более адекватно отражает процессы следующее выражение:

$$I = \frac{W}{L} \int_0^{V_D} \int_0^{\varphi_S(V)} \sigma(\varphi) \frac{\partial \varphi}{\partial x} d\varphi dV. \quad (2)$$

Зависимость поверхностного потенциала φ_S от напряжения на затворе $V_G - V$ и положения вдоль канала определяется на основании закона Гаусса:

$$V_G - V - \varphi_S = -\frac{\varepsilon_s}{C_i} \frac{\partial \varphi}{\partial x}(\varphi_S), \quad (3)$$

где V_G – потенциал затвора; $C_i = \frac{\varepsilon_i}{d_i}$ – удельная емкость подзатворного диэлектрика (здесь ε_i – абсолютная диэлектрическая проницаемость диэлектрика, d_i – его толщина); $-\frac{\partial \varphi}{\partial x}(\varphi_S)$ – напряженность электрического поля в направлении, перпендикулярном каналу на границе раздела полупроводника и диэлектрика.

Напряженность поперечной составляющей электрического поля определяется интегрированием одномерного уравнения Пуассона в направлении x :

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_s} \int_0^{\varphi} \rho(\zeta) d\zeta}, \quad (4)$$

где ε_s – абсолютная диэлектрическая проницаемость кремниевой пленки; $\rho(\zeta)$ – зависимость плотности объемного заряда от электростатического потенциала в некоторой точке канала. Плотность объемного заряда определяется суммой заряда подвижных и неподвижных носителей. Обычно используется нелегированная активная пленка, поэтому неподвижный заряд представляет собой лишь заряд носителей, локализованных в щели подвижности. Так как даже при большом смещении уровень Ферми остается в пределах квази-запрещенной зоны и не происходит вырождения полупроводника, концентрация свободных носителей может быть представлена статистикой Больцмана. Для описания же локализованных носителей, безусловно, должна быть привлечена статистика Ферми-Дирака. Таким образом, плотность заряда определяется следующим выражением:

$$\rho(\varphi) = q \left[p_0 \exp\left(-\frac{\varphi}{\varphi_T}\right) - n_0 \exp\left(\frac{\varphi}{\varphi_T}\right) + \int_{E_V}^{E_C} g_P(E) [1 - f_P(E, \varphi)] dE - \int_{E_V}^{E_C} g_N(E) f_N(E, \varphi) dE \right]. \quad (5)$$

Здесь q – заряд электрона; p_0 и n_0 – равновесные концентрации носителей; φ_T – тепловой потенциал; E_V и E_C – границы щели подвижности; $g_N(E)$ и $g_P(E)$ – энергетическое распределение плотности акцептороподобных и донороподобных состояний, соответственно; $f_N(E, \varphi)$ и $f_P(E, \varphi)$ – неравновесные функции Ферми-Дирака для вероятностей заполнения акцептороподобных и донороподобных состояний.

Система уравнений (2)-(5) служит основой квази-двумерной модели ТПТ. Процедура определения вида распределения ПС заключается в итерационном подборе такого распределения, при котором между полученными с помощью описанной модели сток-затворными характеристиками и характеристиками, полученными экспериментально, имелось наименьшее расхождение.

Влияние параметров экспоненциального распределения ПС на характеристики ТПТ

Для описания распределения плотности локализованных состояний в аморфном кремнии чаще всего пользуются так называемой экспоненциальной моделью ПС. В этой модели ПС задается суперпозицией четырех экспоненциальных функций [8]:

$$g(E) = g_{ND} \exp\left(\frac{E - E_C}{E_{ND}}\right) + g_{NT} \exp\left(\frac{E - E_C}{E_{NT}}\right) + g_{PD} \exp\left(\frac{E_V - E}{E_{PD}}\right) + g_{PT} \exp\left(\frac{E_V - E}{E_{PT}}\right), \quad (6)$$

где g_{ND} , g_{NT} – характеристические значения плотности глубоких акцептороподобных состояний и акцептороподобных состояний в хвосте зоны проводимости; E_{ND} и E_{NT} – их характеристические энергии; g_{PD} , g_{PT} , E_{PD} и E_{PT} – характеристические ПС и энергии донороподобных состояний (глубоких и состояний в хвосте валентной зоны). Характеристические ПС численно равны значениям плотности соответствующих состояний на границе щели подвижности (E_V или E_C). Характеристические энергии определяют наклон экспонент на полулогарифмической диаграмме.

Обычно равновесный уровень Ферми в собственном неупорядоченном кремнии смещен относительно середины щели подвижности в сторону зоны проводимости (эффект псевдолегирования), так что i-a-Si: H является на самом деле немного n-типа. С точки зрения характеристических параметров это означает, что наклон функции распределения глубоких донороподобных состояний больше, чем наклон функции глубоких донороподобных состояний, из-за чего минимум ПС (определяющий положение уровня Ферми) смещен относительно середины щели.

Как известно, глубокие энергетические состояния в щели подвижности вызваны наличием большого количества дефектов, в основном представляющих собой оборванные кремний-кремниевые связи. Для повышения подвижности носителей в канале ТПТ как можно большее число оборванных связей стараются пассивировать одновалентными атомами водорода, что, однако, приводит к снижению стабильности электрофизических параметров пленки. Состояния в хвостах валентной зоны и зоны проводимости обусловлены общим разупорядочением атомной структуры. Плотность состояний в хвостах зон определяет величину тока ТПТ в открытом состоянии I_{ON} , а значит и величину его отношения к току в закрытом состоянии I_{OFF} . Для получения контрастного изображения в жидкокри-

сталлическом дисплее очень важно иметь как можно большее отношение I_{ON}/I_{OFF} . Для регулирова-

ния величины I_{ON} используется упорядочение атомной структуры в уже осажденной кремниевой пленке с помощью лазерной рекристаллизации или отжига при повышенной температуре. Таким образом, пленки неупорядоченного кремния могут иметь значительно отличающиеся распределения в зависимости от предъявляемых требований и возможностей оборудования. В таблице приведены данные из [8, 9] об использованных авторами при моделировании параметрах распределения ПС (6), а на рис. 1 показан вид этих распределений. Как видно, функции распределения ПС значительно (на один-два порядка) отличаются по амплитуде. Материал из [8] больше подходит для использования в

коммутирующих ТПТ, так как он может обеспечить большее быстродействие и отношение I_{ON}/I_{OFF} ,

на основе a-Si: H из [9] можно строить более качественные солнечные элементы и ТПТ со стабильными свойствами. Рассматриваемые распределения имеют схожий характер, тем не менее, положение равновесного уровня Ферми в этих материалах отличается: величина $E_{F0} - E_V$ имеет значение 1,16 и 1,09 эВ для [8] и [9], соответственно. Различие в положении E_{F0} вызвано различием в наклоне экспонент распределения глубоких акцептороподобных и донороподобных состояний (см. табл.).

Источник	E_{PT} , эВ	E_{PD} , эВ	E_{NT} , эВ	E_{ND} , эВ	g_{PT} , эВ ⁻¹ см ⁻³	g_{PD} , эВ ⁻¹ см ⁻³	g_{ND} , эВ ⁻¹ см ⁻³	g_{NT} , эВ ⁻¹ см ⁻³
[8]	0,03	0,1	0,03	0,06	10^{21}	10^{19}	10^{19}	10^{21}
[9]	0,05	0,13	0,03	0,082	10^{22}	$5 \cdot 10^{19}$	10^{19}	$5 \cdot 10^{22}$

Рассмотрим влияние параметров экспоненциального распределения на сток-затворные характеристики ТПТ. За основу примем характеристические параметры из [8]. В случае нормальных режимов работы n-канального транзистора влияние изменения параметров донороподобных состояний на величину тока несущественно, поэтому ограничимся лишь рассмотрением флуктуаций параметров акцептороподобных состояний. При моделировании использовались следующие геометрические и электрофизические параметры ТПТ: $W = 100$ мкм, $L = 20$ мкм, $d_s = 100$ нм, $d_i = 300$ нм, $\epsilon_s = 11,8 \epsilon_0$ (a-Si : H), $\epsilon_i = 6,4 \epsilon_0$ (SiN_x), подвижность электронов в зоне проводимости $\mu_n = 5$ см² В⁻¹ с⁻¹, подвижность дырок в валентной зоне $\mu_p = 0,1$ см² В⁻¹ с⁻¹; $E_C - E_V = 1,7$ эВ.

На рис.1(а) показаны распределения ПС в щели подвижности a-Si : H при трех значениях E_{ND} : 0,04; 0,06; 0,08 эВ (кривые 1, 2, 3, соответственно). Как видно из рисунка, изменяя величину E_{ND} можно регулировать величину плотности глубоких акцептороподобных состояний и положение равновесного уровня Ферми E_{F0} .

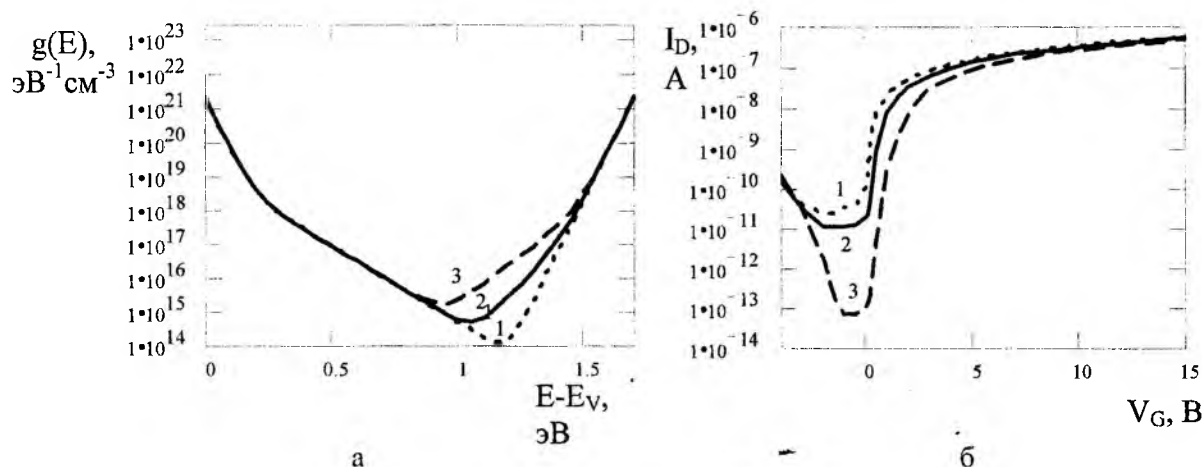


Рис. 1

На рис. 1, б приведены соответствующие сток-затворные характеристики при $V_D = 0,1$ В. Как и следовало ожидать, величина плотности глубоких состояний около равновесного уровня Ферми влияет на величину тока в закрытом состоянии и, следовательно, на отношение I_{ON}/I_{OFF} . При этом повышение плотности дефектов от $3,9 \cdot 10^{14}$ до $1,1 \cdot 10^{15}$ эВ⁻¹ см⁻¹ (кривые 2 и 3), т. е. в 2,7 раза, приводит к снижению тока I_{OFF} на более чем на два порядка, а снижение уровня плотности дефектов в четыре раза (кривые 2 и 1), в свою очередь, вызывает повышение тока в закрытом состоянии лишь в два раза. Такое явление является следствием ограничения подпорогового тока, вызванное уменьшением роли глубоких состояний за счет расширения хвоста зоны проводимости в случае уменьшения величины E_{ND} . Если же значение E_{ND} увеличивается (снижается наклон экспоненты), то, напротив, роль глубоких состояний повышается, а хвост С-зоны сужается. Изменение наклона экспоненты глубоких акцептороподобных состояний, как уже отмечалось, приводит к смещению E_{F0} , что совместно с изменением протяженности глубоких состояний и хвоста зоны проводимости находит отражение на сток-затворных характеристиках в виде изменения порогового напряжения: увеличение E_{ND} ведет к повышению порогового напряжения ($V_T = 1,1; 2,1; 3,0$ В, соответственно для $E_{ND} = 0,04; 0,06; 0,08$ эВ).

На рис. 2 показано влияние g_{ND} ($g_{ND} = 5 \cdot 10^{17}, 1 \cdot 10^{19}, 5 \cdot 10^{20}$ для кривых 1, 2, 3) на вид распределения ПС и ВАХ транзистора. Аналогично E_{ND} , изменение g_{ND} приводит к изменению плотности локализованных состояний около E_{F0} и смещению уровня Ферми. Причины и следствия смещения равновесного уровня Ферми совпадают со случаем E_{ND} . Напротив, так как наклон экспоненты глубоких состояний остается постоянным, изменение g_{ND} приводит к равномерному повышению плотности глубоких состояний по всей щели. Это приводит к несколько более длительному (по мере повышению напряжения на затворе), по сравнению со случаем изменения E_{ND} , влиянию глубоких состояний. Так в случае 3 наблюдается практически полное вырождение хвоста зоны проводимости (протяженность хвоста 0,05 эВ), что наряду с высокой плотностью дефектов приводит к невысоким значениям тока, по сравнению с кривыми 1 и 2 (рис. 2, б). В этом случае даже при больших напряжениях на затворе уровень Ферми находится в области глубоких состояний.

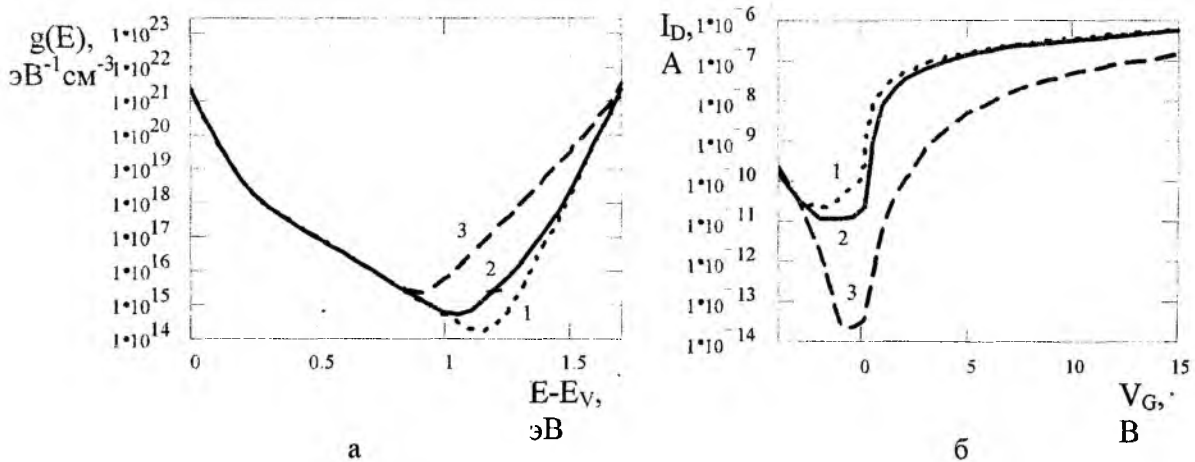


Рис. 2

Диаграмма ПС и сток-затворные характеристики ТПТ в случае варьирования величиной E_{NT} представлены на рис. 3. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют значениям $E_{NT} = 0,01; 0,03; 0,05$, соответственно. Изменение наклона хвоста зоны проводимости вызывает изменение плотности соответствующих состояний, а также изменение протяженности хвоста. Это приводит к изменению величины порогового тока и изменению значения порогового напряжения (рис. 3, б).

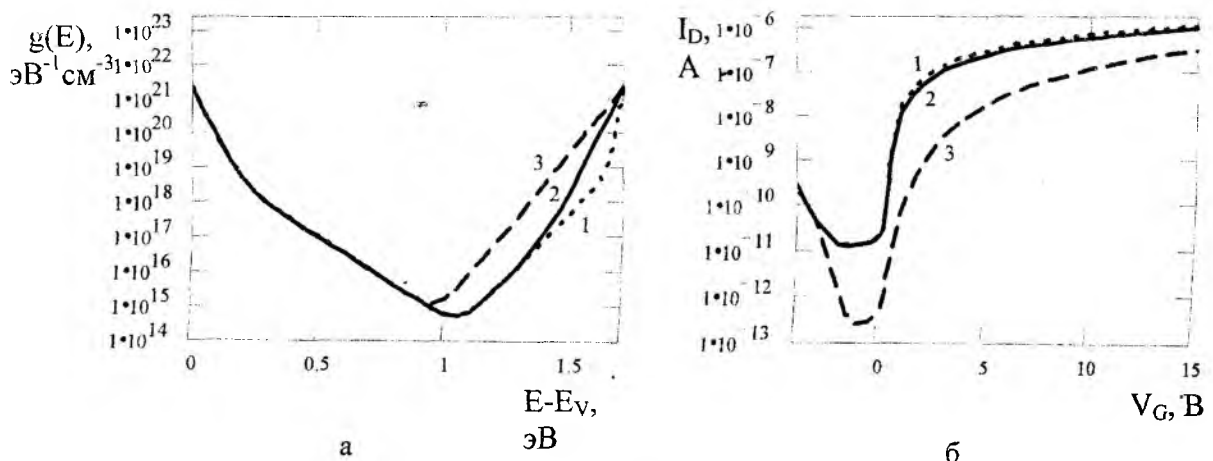


Рис. 3

Причиной небольшого (от $E_{F0} - E_V = 1,09$ эВ до 1,0 эВ) смещения E_{F0} в случае кривой 3 является полное вырождение глубоких состояний, так что хвост зоны проводимости простирается вплоть до уровня Ферми, тем самым определяя его положение на щели подвижности. Большая плотность

состояний (кривая 3, по сравнению с 1 и 2) является причиной меньших токов во всем диапазоне V_G . Различное поведение кривых 1 и 2 в области хвоста зоны проводимости, хорошо заметное на рис. 3, а невозможно определить с помощью метода ПЭ, из-за малой протяженности хвоста С-зоны в случае 1 ($0,07$ эВ), в то время, как уровень Ферми не удается продвинуть к дну зоны проводимости ближе, чем $E_C - E_F = 0,2$ эВ.

На рис. 4 показано влияние изменения g_{NT} на сток-затворные характеристики ($g_{NT} = 5 \cdot 10^{19}, 10^{21}$ и $5 \cdot 10^{22}$). Величина g_{NT} , так же как и E_{NT} , определяет амплитуду плотности состояний в хвосте зоны проводимости и протяженность хвоста. Как видно из рисунка, величина плотности состояний в хвосте зоны влияет не только на величину надпорогового, но и подпорогового тока. Причем эти влияния прямо противоположные: с увеличением g_{NT} величина тока I_{OFF} возрастает, а тока I_{ON} — уменьшается.

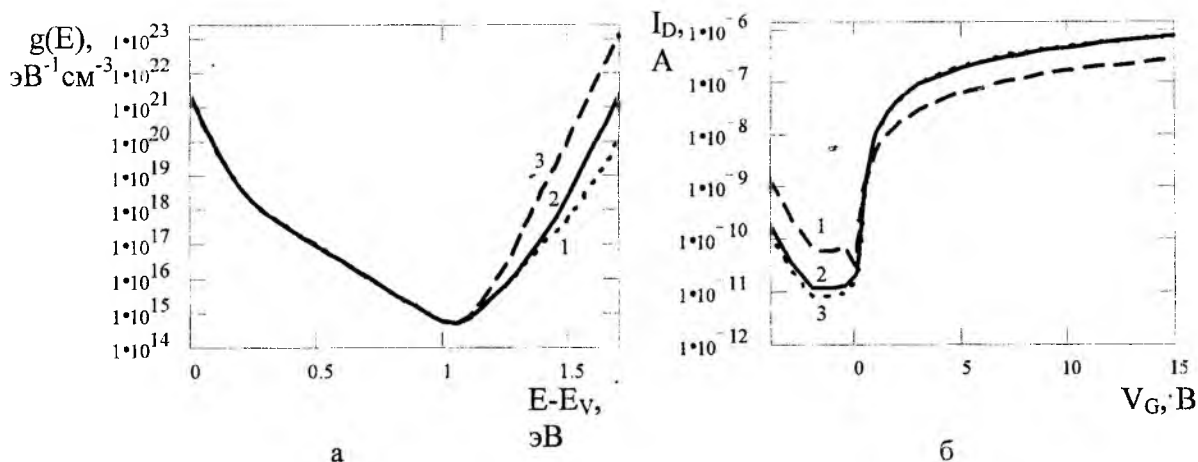


Рис. 4

Таким образом, по характеру расхождения в ходе экспериментальной и опорной (при получении которой использовано некоторое приближение параметров ПС) сток-затворных характеристик можно судить о несоответствии параметров распределения плотности локализованных состояний.

Алгоритм решения обратной задачи о нахождении распределения плотности локализованных состояний по вольтамперным характеристикам может быть представлен следующим образом. Учитывая значения величин токов в закрытом и в открытом состояниях (I_{OFF} и I_{ON}), а также величину порогового напряжения из экспериментальной вольтамперной характеристики $I_D(V_G)_0$, выбирается первое приближение параметров распределения ПС. При этом подвижность электронов в зоне проводимости μ_n принимается равной некоторой величине из диапазона $0,5-10$ $\text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ и в дальнейшем используется в качестве подгоночного параметра. Далее, используя первое приближение характеристических параметров энергетического распределения ПС, с помощью приведенной выше модели вычисляется зависимость $I_D(V_G)_1$. В результате оценивается величина расхождения экспериментальной и опорной вольтамперной характеристик. Величина расхождения δ_1 может трактоваться как значение функции $I_D(V_G)_1 / I_D(V_G)_2$ в ее экстремуме (рассматриваются как максимумы, так и минимумы функции) либо как

$$\delta_1 = \left| \int_{V_{G1}}^{V_{G2}} \left(\frac{I_D(V_G)_1}{I_D(V_G)_0} - 1 \right) dV_G \right|, \quad (7)$$

где V_{G1} и V_{G2} — границы рассматриваемого участка сток-затворной характеристики ТПТ. В случае n-канального ТПТ обычно изучается лишь часть щели подвижности, примыкающая к зоне проводимости, т. е. область акцептороподобных состояний. В этом случае $V_{G1} = 0$. V_{G2} определяется свойствами

структуры и ограничено напряжением пробоя подзатворного диэлектрика и насыщением характеристики, т. е. закреплением уровня Ферми в области хвоста зоны. В случае, если величина расхождения δ_1 превышает заданную величину расхождения δ , после сравнения величин I_{OFF} , I_{ON} и пороговых напряжений $V_{ПОР}$ вносятся корректировки в характеристические параметры распределения ПС. И вычисляется следующее приближение сток-затворной характеристики, соответствующее расхождение, и далее процесс повторяется до достижения приемлемой величины расхождения (меньшей δ).

Список литературы: 1. Меден А., Шо М. Физика и применение аморфных полупроводников. М: Мир 1991. 670 с. 2. Ильичев Э. А. Неразрушающий метод диагностики глубоких уровней в полупроводниковых материалах // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 5. С. 141-143. 3. К. В. Коугия, Е. И. Теруков, И. Н. Трапезникова. Распределение по энергиям локализованных состояний в аморфном гидрогенизированном кремнии // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 1. С. 81-85. 4. Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких уровней при обмене носителями тока с обеими разрешенными зонами // ФТП. 1997. Т. 31. Вып. 4. С. 437-440. 5. Левин М. Н., Бормонтов Е. Н., Татаринцев А. В., Гитлин В. Р. Нестационарная спектроскопия поверхностных состояний в режиме постоянного подпорогового тока МДП транзистора // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 8. С. 60-64. 6. Гордиенко Ю. Е., Яковлев Д. Р. Тонкопленочные транзисторы на основе неупорядоченного кремния // Радиоэлектроника и информатика. 2000. Вып. 4. С. 4-8. 7. *Amorphous semiconductor technologies & devices*. V.6. Y. Hamakawa. Tokyo-Amsterdam, 1983. 8. Luigi Colalongo, Marina Valdinoci, Aurelio Pellegrini, Massimo Rudan. Dynamic modeling of amorphous-and polycrystalline-silicon devices // IEEE Trans. on ED. 1998. V. 45. № 4. PP. 826-833. 9. Holly Claudia Slade, Michael S. Shur. Analysis of bias stress on unpassivated hydrogenated amorphous silicon thin-film transistors // IEEE Trans. on ED. 1998. V. 45. № 7. PP. 1548-1553.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

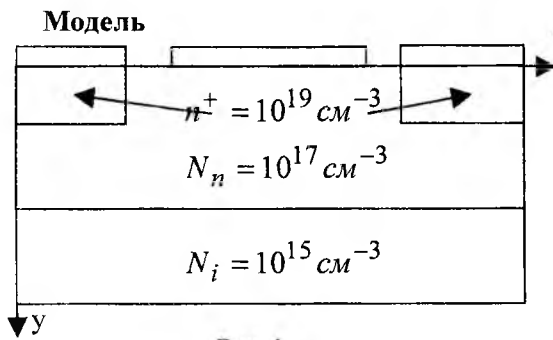
Поступила в редколлегию 26.09.2001

МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ НА GaAs СУБМИКРОННЫХ РАЗМЕРОВ

Введение

Промышленное применение уже получили приборы, работающие в диапазоне до 40 ГГц, в «ГНПП Исток» изготавливают полевые транзисторы на GaAs с шириной затвора 0,25 мкм и диапазоном частот до 50 ГГц [1]. Разрабатываются активные элементы, работающие в диапазоне за 100 ГГц. Возникла потребность в моделях этих приборов, позволяющих получить их схемотехнические параметры для САПР СВЧ-устройств и интегральных модулей, и которые позволяют исследовать поведение прибора в различных условиях, в том числе нестандартных для него (мощный импульс, сильная помеха и т.д.), рассматривать баллистические и квантовые эффекты [2].

Разрабатываемая модель должна учитывать малость технологических размеров приборов (размеры неоднородностей сравнимы с дебаевской длиной волны носителей) и характерных частот прибора (10^{-11} с – соизмеримо с характерными временами рассеяния).



Поскольку характерная длина свободного пролета носителей заряда в приборе (рис. 1) соизмерима с размерами технологических неоднородностей, следует рассматривать электронный газ в полупроводнике в кинетическом приближении неравновесной плазмы.

Основные уравнения модели – уравнение Больцмана для функции распределения электронов f и уравнение Пуассона для потенциалов ϕ [3]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\bar{v} \bar{\nabla}_r f) + \frac{1}{\hbar} (\bar{F}_i \bar{\nabla}_k f) = S_i, \quad \Delta \phi = \frac{4\pi e}{\epsilon \epsilon_0} \left[\sum_i \int f_i d\bar{p} - N \right], \quad (1)$$

где i – соответствует электронам долин Γ , L и X зоны проводимости GaAs, $\epsilon_i(1 + \alpha_i \epsilon_i) = \frac{\bar{p}^2}{2m_i}$ –

законы дисперсии электронов в этих долинах, α_i – непараболичность долин, импульс отсчитывается от центров долин, S_i – интеграл столкновений, \bar{F}_i – силы, определяемые потенциалом ϕ и внешними полями, $N = N(r)$ – распределение ионов примеси в решетке.

Граничные условия для f определяются инжекционными и отражательными свойствами участков границы активной области [3]. Электроны всех долин, сталкиваясь с границами истока, затвора или стока – выбывают, а на остальных границах – зеркальное отражение.

Для потенциалов на затворе, истоке и стоке: $\phi_u = 0$, $\phi_s = \phi_s(t)$, $\phi_c = \phi_c(t)$, на участках исток-

затвор и сток-затвор $\frac{\partial \phi}{\partial y} = \Delta \phi$, на остальных границах $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$. В активную область инжектируются

электроны с максвелловским распределением по импульсам, температурой, соответствующей температуре решетки и в Γ -долине.

В качестве начальных условий можно принять равномерное распределение электронов в областях с однородной плотностью примесей.

Решение уравнений системы (1) сводится к совместному решению уравнений движения носителей с уравнением Пуассона [4].

Процесс рассеяния можно рассматривать как переход носителя из одного состояния с квазиимпульсом \vec{k} в другое разрешенное состояние с \vec{k}' . Тогда интеграл столкновений в кинетическом уравнении можно представить через вероятности рассеяния:

$$S_i = \sum \{W(\vec{k}', \vec{k})f(\vec{k}') - W(\vec{k}, \vec{k}')f(\vec{k})\} \cdot \delta(E_{k'} - E_k) dk', \quad (2)$$

суммирование идет по всем механизмам, $W(\vec{k}', \vec{k})$ – вероятность перехода $\vec{k} \rightarrow \vec{k}'$ определяется из теории возмущений. Вероятность ухода из состояния \vec{k} :

$$W_s(\vec{k}) = \int \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \vec{k}' | H_s | \vec{k} \rangle \right|^2 \cdot \delta(E_{k'} - E_k) dS_{k'}. \quad (3)$$

здесь H_s – потенциал взаимодействия на данном центре рассеяния. Поскольку процессы рассеяния на различных центрах считаются независимыми, общее время свободного пролета носителя заряда (время между двумя актами рассеяния) определяется как сумма всех времен рассеяния: $\frac{1}{\tau} = \sum_s \frac{1}{\tau_s}$.

Решение системы (1) сводится [4] к решению уравнений движения электронов за время свободного пробега между рассеяниями, с выбором механизма рассеяния и фазовым переходом, который проводится с помощью процедуры Монте-Карло и Пуассона для расчета полей. Получаем распределение во времени ансамбля носителей заряда в заданной области.

Представим непрерывную плотность распределения частиц в фазовом и координатном пространстве через макрочастицы – совокупности дочек или областей в этом пространстве. Плотность расположения макрочастиц может интерпретироваться как дискретная аппроксимация функций плотности.

Распределение плотности заряда описывается форм-фактором макрочастиц $G_m(\vec{r})$ с нормировкой $\int G_m(\vec{r}) d\vec{r} = 1$, что позволяет рассматривать их и как волновые функции, учитывая квантовые эффекты. Функция распределения носителей:

$$f(\vec{k}, \vec{r}, t) = \sum_j G_m(\vec{r} - \vec{r}_j^i(t)) \cdot \delta(\vec{k} - \vec{k}_j^i(t)), \quad (4)$$

где $\vec{r}_j^i(t)$, $\vec{k}_j^i(t)$ – координаты и квазиимпульс j -той частицы i -того сорта в момент t .

В двумерном случае уравнения движения имеют вид:

$$\frac{d\vec{r}_j^i}{dt} = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{d\vec{\epsilon}_i}{d\vec{k}_j^i} \quad \text{и} \quad \frac{d\vec{k}_j^i(t)}{dt} = -\frac{\vec{q}}{\hbar} \cdot \int \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot G_m(\vec{r}, \vec{r}_j^i(t)) dt. \quad (5)$$

Вводим в области моделирования сетку $x_m = (m-1) \cdot h_x$ и $y_n = (n-1) \cdot h_y$, $0 < m < N_x + 1$, $0 < n < N_y + 1$, h_{xm} , h_{yn} – размер ячейки, и проводим процедуру «размазывания» заряда по ячейкам сетки следующим образом. Полагая, что область моделирования: $(N_x + 1) \cdot (N_y + 1) = G_{mn}$ – ящик из ячеек G_{mn} с площадью ячейки σ_{mn} , определяем полный заряд в ячейке: $Q_{mn} = Q^N + \frac{1}{|\sigma_{mn}|} \cdot \int Q^n(\vec{r}) d\vec{r}$, где $Q^N = \frac{4\pi e}{\chi} \cdot N_{impl}$ – распределение примесей,

$Q^n = \frac{4\pi\hbar e}{\chi} \cdot \sum \int \tilde{f}_i d\vec{k}$ – макрочастиц. В данном случае форма частицы подстраивается под сетку.

Уравнение Пуассона решаем быстрым численным методом FACR [3]. Найдя потенциалы ϕ_{ij} в узлах сетки, определяем силы, действующие на частицы: $\vec{F}(\vec{r}_j^i(t)) = -q \sum_{m,n} G(\vec{r}_{mn}, \vec{r}_j^i(t)) \cdot \vec{E}(\vec{r}_{mn})$, m и n – узлы сетки, суммирование ведется по узлам, где $G \neq 0$, электрическое поле:

$$E_x(r_{mn}) = -\frac{1}{2h_x}(\varphi_{m-1,n} - \varphi_{m+1,n}) \text{ и } E_y(r_{mn}) = -\frac{1}{2h_y}(\varphi_{m,n-1} - \varphi_{m,n+1}).$$

Представим уравнения движения двумерных частиц (5) в виде: $\frac{d\tilde{r}_j^i}{dt} = \frac{\tilde{k}_j^i}{\tilde{m}_i}, \frac{d\tilde{k}_j^i}{dt} = \frac{\tilde{F}(\tilde{r}_j^i)}{\hbar}$, где

$\tilde{m}_i = m_i \frac{\tilde{q}}{q}$. Проводим дискретизацию по времени, заменяя dt на τ – характерное время рассеяния,

определяющее время между двумя переходами в импульсном пространстве (аналог интеграла столкновений для уравнений движения). Применяем схему с перешагиванием в соответствии с данными, полученными на шаге t , рассчитывается шаг $t + \frac{\tau}{2}$, затем $t + \tau$:

$$\tilde{r}_j^i(t + \tau/2) = \tilde{r}_j^i(t) + \frac{\tau}{2\tilde{m}_i} \tilde{\hbar k}_j^i(t), \quad \tilde{k}_j^i(t + \tau) = \tilde{k}_j^i(t) + \tau \cdot \tilde{F}(\tilde{r}_j^i(t + \tau)) \text{ и } \tilde{r}_j^i(t + \tau) = \tilde{r}_j^i(t + \tau/2) + \frac{\tau}{2\tilde{m}_i} \tilde{\hbar k}_j^i(t + \tau).$$

Из интеграла столкновений определим переходы при актах рассеяния.

Введем $W_s^i(k, \cos \theta) = \int W^i(k, k', \cos \theta) \cdot \delta(\varepsilon - \varepsilon' + \Delta_s^i) \cdot k'^2 d\tilde{k}$ и частоту рассеяния $\lambda_s^i(k) = \iint W_s^i(k, \cos \theta) d(\cos \theta) d\alpha$, здесь ε и ε' – энергии носителя до и после рассеяния, Δ_s^i – потенциал перехода, θ и α – углы рассеяния. Учитывая $\tilde{W}_s^i(\tilde{k}, \cos \tilde{\theta}) = W_s^i(k, \cos \theta)$ и $\tilde{\lambda}_s^i(\tilde{k}) = \lambda_s^i(k)$, в терминах макрочастиц (2) можно представить в виде:

$$\tilde{S}_i = \sum \left[\int \tilde{f}_i(\tilde{k}') \tilde{W}_s^i(\tilde{k}', \tilde{k}, \cos \theta) \cdot \delta(\tilde{\varepsilon} - \tilde{\varepsilon}' + \tilde{\Delta}_s^i) d\tilde{k}' - \tilde{\lambda}_s^i(\tilde{k}) \cdot \tilde{f}_i(\tilde{k}) \right].$$

Для определения переходов в импульсном пространстве воспользуемся процедурой Монте-Карло. Макрочастица i выбывает из точки импульсного пространства в результате рассеяния s механизмом с вероятностью $\lambda_s^i(k)$, при междолинном рассеянии частица может менять свою массу. Из закона сохранения энергии находятся новые энергия и импульс макрочастицы после рассеяния. Углы рассеяния определяются случайным образом по заданным функциям распределения. Частоты рассеяния $\lambda_s^i(k)$ имеют смысл ненормированной вероятности рассеяния частицы i на s -центре, и связаны с временами рассеяния: $\lambda_s^i(k) = \frac{1}{\tau_s(\varepsilon)}$.

Моделирование рассеяния состоит из трех этапов: выбор времени свободного пробега, определение механизма рассеяния и определение состояния частицы после рассеяния. Время свободного пробега частицы τ – случайная величина, с плотностью вероятности:

$$p(\tau) = \lambda[k(\tau)] \cdot \exp\left\{-\int_0^{\tau} \lambda[k(t)] dt\right\},$$

здесь $\lambda[k(t)] = \sum_s \lambda_s(k)$ – сумма частот всех механизмов рассеяния. В таком виде это уравнение не решается аналитически. Вводим дополнительный фиктивный механизм рассеяния – «саморассеяние», который не меняет волнового вектора частицы [3].

Вероятность перехода из состояния k в \tilde{k} в результате саморассеяния определяется так: $W(k, \tilde{k}) = \lambda_0(k) \cdot \delta(k - \tilde{k})$, $\lambda_0(k)$ – частота саморассеяния, которая выбирается таким образом, чтобы сумма частот всех механизмов рассеяния была постоянной величиной Γ , не зависящей от \tilde{k} , то есть $\lambda_0(\tilde{k}) = \Gamma - \sum_s \lambda_s(\tilde{k})$. Тогда плотность вероятности для времени свободного пробега:

$p(\tau) = \Gamma \cdot \exp(-\Gamma\tau)$ и последовательность τ получается из равномерного распределения r в интервале $[0..1]$ как $\tau = -\frac{1}{\Gamma} \cdot \ln(r)$ [4].

Когда суммарная частота всех реальных механизмов рассеяния сильно зависит от энергии частиц, для снижения числа актов саморассеяния, представляем Γ в виде ступенчатой функции от энергии [3].

Номер очередного механизма рассеяния определяется проверкой неравенства $\sum_{s=0}^n \lambda_s(k) > r \cdot \Gamma$, $r \in [0..1]$ – случайное число с равномерным распределением. Наименьшее из n , при котором это неравенство выполняется, определяет механизм рассеяния.

Рассматриваем те механизмы рассеяния, для которых частота рассеяния много больше, чем характерные частоты прибора, либо их вклад в изменение импульса носителя весьма существенен. В рамках поставленной задачи учтены следующие механизмы рассеяния носителей [5], [6]:

1) Рассеяние на акустических фононах решетки с продольным и поперечным типом взаимодействия носителей с акустической волной решетки. Кинематика рассеяния определяется из

сравнения трех импульсов: квазиимпульса Ферми $k_F = \frac{\sqrt{2m\varepsilon_F}}{\hbar}$, $q_T = \frac{T}{\hbar s}$ и $q_e = \frac{|\varepsilon - \varepsilon_F|}{\hbar s}$. При

температуре 300К GaAs оказывается в области высоких температур где $q_T \gg k_F$, и фактически взаимодействие идет с фононами с импульсом $q \approx k_F$, так как их числа заполнения

$$N_q = \frac{q_T}{k_F} \gg 1.$$

Доля энергии, которую приобретает либо теряет электрон в результате рассеяния $\Delta\varepsilon = \hbar k_F s \ll \varepsilon$, угол рассеяния произвольный. Время релаксации энергии гораздо больше времени релаксации импульса.

При энергиях $\varepsilon \ll \frac{T^2}{ms^2}$ частота рассеяния $W(k) = \frac{\Xi_d k_b (2m^*)^{3/2}}{4\pi\hbar^4 c_L} T E_k^{1/2}$, здесь Ξ_d – потен-

циал деформации акустических фононов, $c_L = \rho v_{SL}$, ρ – плотность кристалла, v_{SL} – скорость продольных волн в кристалле.

2) Рассеяние на оптических фононах. Закон дисперсии: $\omega_q = \omega_0 - \beta q^2$, q – квазиимпульс оптического фонона, $\hbar\omega_0 = 421\text{К}$. Поскольку $\beta q^2 \ll \omega_0$, считаем $\omega = const$ [5].

Вероятность рассеяния

$$W(k) = \frac{\pi D_0^2}{\rho\omega_0} \cdot \{n(\omega_0)N(E_k + \hbar\omega_0) + [n(\omega_0) + 1]N(E_k - \hbar\omega_0)\}, \quad (6)$$

D_0 – потенциал деформации, $N(E) = \frac{(2m^*)^{3/2} E^{1/2}}{4\pi^2 \hbar^3}$ для параболической зоны, и при 300К

$n(\omega_0) \approx 0.313$. Первое слагаемое описывает процесс поглощения фонона, а второе – процесс его испускания электроном. Направление импульса после рассеяния определяется углом, который является в общем случае случайной величиной с плотностью вероятности

$$P(\theta) = \frac{\sqrt{\varepsilon\varepsilon'} \sin \theta}{\varepsilon + \varepsilon' - 2\sqrt{\varepsilon\varepsilon'} \cos \theta},$$

ε и ε' – энергии электрона до и после рассеяния.

3) Междолинное рассеяние электронов.

Зона проводимости арсенида галлия состоит из центральной Γ -долины, восьми L- и шести X-долин. Эффективные массы электронов в центральной и боковых долинах:

$$m_{\Gamma} = 0.066, \quad m_L = 0.34 \text{ и } m_X = 0.5.$$

Прямой переход из одной долины в другую невозможен (рис. 2). В результате акта рассеяния на междолинных фононах происходит туннелирование электрона из одной долины в другую, при этом масса электрона резко возрастает и его скорость падает. Роль междолинных фононов в GaAs играют оптические фононы [5]. Вероятность междолинного рассеяния:

$$W(k) = W_0 \cdot \left\{ n(\omega_1) \cdot (E_k + \hbar\omega_1)^{1/2} \cdot \left(2 + \frac{\hbar\omega_1}{E_k} \right) + [n(\omega_1) + 1] \cdot (E_k - \hbar\omega_1)^{1/2} \cdot \left(2 - \frac{\hbar\omega_1}{E_k} \right) \right\} \quad (7)$$

здесь Ξ_1 – потенциал деформации, $W_0 = \frac{\Xi_1^2 (2m^*)^{5/2} E_k}{4\pi\rho\hbar^5\omega_1}$.

4) Рассеяние на ионах примеси (для несобственного полупроводника).

При концентрациях примеси $N \cong 10^{23} \text{ м}^{-3}$ и температурах свыше 50К, время релаксации импульса на ионах примеси и плотность вероятности для угла рассеяния определяется в приближении Конуэлла и Вайскопфа [6]:

$$\frac{1}{\tau_m} = \left(\frac{ze^2}{4\pi\epsilon} \right)^2 \frac{\pi N}{(2m^* E_k^3)^{1/2}} \ln \left[1 + \left(\frac{4\pi\epsilon E_k}{N^{1/3} ze^2} \right)^2 \right] \text{ и } P(\theta) = \frac{\sin\theta}{\left[\theta^2 + \frac{4m\epsilon}{\hbar^2} (1 - \cos\theta) \right]^2}, \quad (8)$$

где ze – заряд иона примеси, N – ее концентрация.

Поскольку масса иона примеси гораздо больше массы электрона, рассеяние можно считать упругим.

5) Рассеяние на нейтральных примесях.

Нейтральные примеси, захватывающие электрон на глубокий уровень, не эффективны как центры рассеяния. Более эффективным является резонансное рассеяние. По формуле Скляра [5]:

$$W(E) = \frac{2^2 \pi \hbar^2 N_n}{m^{3/2} E^2} \cdot \frac{\Gamma^2}{\Delta E^2 + \Gamma^2}, \quad N_n \text{ – концентрация нейтральной примеси, } \Gamma = \sqrt{E_0 E} \text{ – ширина}$$

резонанса, $E_0(\text{GaAs}) = 5 \text{ мэВ}$. Рассеяние является упругим.

6) Электрон-электронное рассеяние.

Вероятность электрон-электронного рассеяния:

$$W(E) = \frac{ne^4}{2^2 \pi \chi^2 m^{3/2} E^2} \cdot L \left(\frac{2m^* E}{\hbar^2 q_0^2} \right), \quad L(\xi) = \ln(1 + \xi) - \frac{1}{1 + \xi^{-1}} - \frac{\pi}{2} \left\{ 1 - \frac{4\xi^{-1} \cdot (1 + \xi^{-1})}{1 + 4\xi^{-1} \cdot (1 + \xi^{-1})} \right\}. \quad (9)$$

Такое рассеяние не меняет общей энергии ансамбля носителей, но приводит к ее перераспределению. Суммарный импульс сохраняется, так что электрон-электронные столкновения не обеспечи-

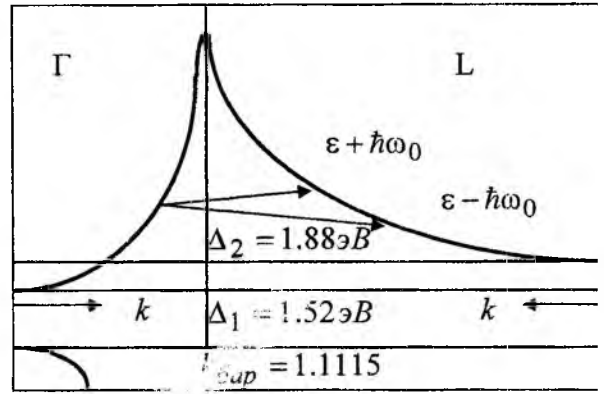


Рис. 2

вают релаксацию импульса, приобретенного под воздействием внешних полей, но они хаотизируют распределение по импульсам и ослабляют интенсивность относительного движения.

При моделировании необходимо следить за выполнением законов сохранения энергии и импульса: при рассеянии на фононах либо энергия и импульс электрона возрастают на энергию и импульс фонона (электрон получает энергию от кристаллической решетки), либо падают (отдает часть своей энергии кристаллической решетке).

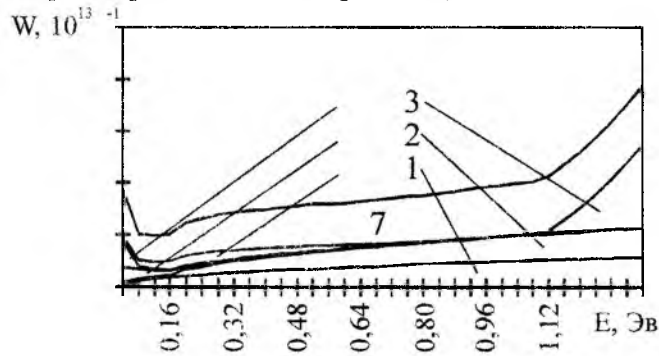


Рис. 3

В результате моделирования получаем функцию распределения носителей в активной области прибора $f(\vec{v}, \vec{r}, t)$. Она позволяет определить все необходимые физические и схемотехнические параметры, такие как плотности электронов проводимости и плотность токов в области транзистора $n(\vec{r}, t) = \int d^3v \cdot f(\vec{v}, \vec{r}, t)$, $\vec{J}(\vec{r}, t) = \int d^3v \cdot \vec{v} \cdot f(\vec{v}, \vec{r}, t)$, плотность $K(\vec{r}, t) = \frac{m}{2} \cdot \int d^3v \cdot \vec{v}^2 \cdot f(\vec{v}, \vec{r}, t)$ и поток $\vec{Q}(\vec{r}, t) = \frac{m}{2} \cdot \int d^3v \cdot \vec{v} \cdot \vec{v}^2 \cdot f(\vec{v}, \vec{r}, t)$ кинетической энергии в области прибора.

Из анализа функции распределения получаем зависимость от времени основных физических характеристик прибора и получаем схемотехнические параметры транзистора.

К недостаткам метода можно отнести избыточный шум, обуславливаемый самим методом расчета и большие вычислительные затраты, что обуславливает применимость данного метода лишь для коротко-временных процессов.

Результаты моделирования

Проводился расчет полевой транзистор с затвором Шотки (ПТШ) n-типа на GaAs, работающего на частотах свыше 50 ГГц, с длиной затвора 0,24 мкм и плотностью легирования серой – $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

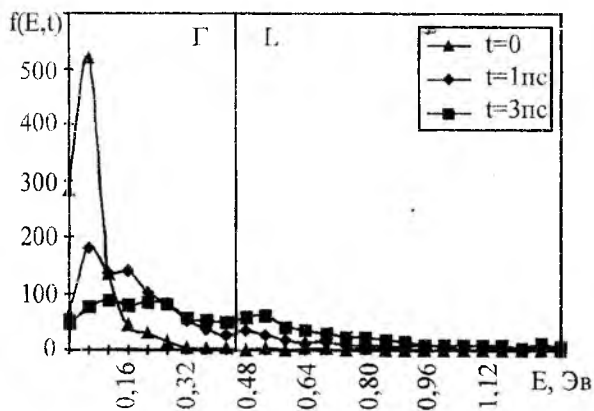


Рис. 4

В общем случае частоты рассеяния зависят от энергии носителя, температуры кристалла, плотности концентрации носителей заряда и ионов примеси, а также плотности распределения дефектов и нейтральных примесей в кристалле [5], [6]. На рис. 3 показаны частоты рассеяния для кристалла GaAs, рассчитанные по формулам (6) – (9) для температуры кристаллической решетки 300К и концентрации примеси 10^{23} м^{-3} . Цифрами 1 – 6 обозначены номера рассеяния, 7 – суммарная вероятность рассеяния в зависимости от энергии носителя.

Общая функция распределения ансамбля носителей во времени приведена на рис.4. Расплывание функции во времени говорит о росте средней скорости носителей, вблизи дна L-долины наблюдается всплеск, обусловленный туннелированием носителей в эту долину. При больших длинах канала возможно образование доменов в приборе, что обуславливает дополнительный шум в ПТШ.

Входные и выходные статические характеристики транзистора приведены на рис.5. Они соответствуют характеристикам подобных транзисторов, измеренным и опубликованным в [3]. Это свидетельствует об адекватности модели ПТШ.

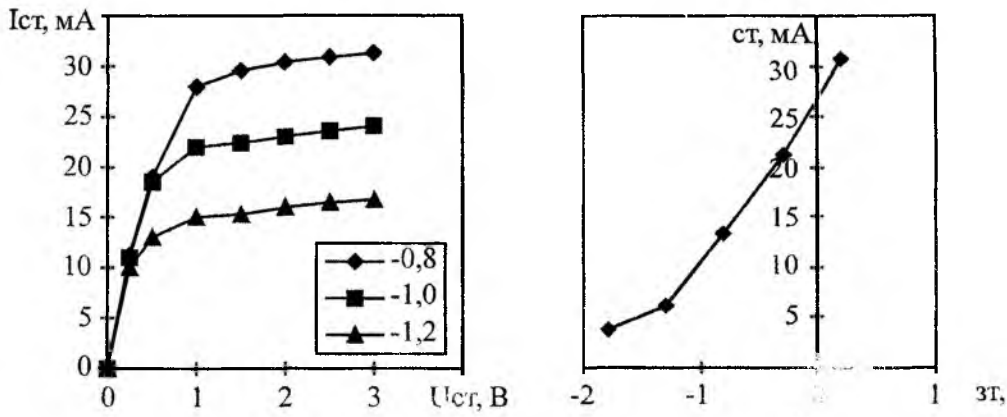


Рис. 5

Выводы

Представленная модель адекватно описывает процессы, происходящие в микроструктурах полупроводниковых приборов, и имеет широкий диапазон возможностей. Ее можно использовать для исследования шумовых свойства прибора, реакцию прибора на импульс большой мощности, режима лавинного пробоя. Поскольку фононное взаимодействие позволяет учесть обмен энергией между решеткой и свободными электронами, данная модель применима для исследования температурных режимов работы ПТШ, локального разогрева в активной области.

Список литературы: 1. Крутов А.В., Митлин В.А., Ребров А.С., Дудинков К.В. Состояние и возможности проектирования и производства GaAs приборов СВЧ в ГНПП «Исток» // Междунар. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь, 14-17 сент. 1998г. Севастополь: Вебер, 1998. С.23-29. 2. Баннов Н.А., Рыжий В.И., Федирко В.А. Высокочастотные свойства слоистых полупроводниковых структур при квазибаллистическом движении электронов // Письма в ЖТФ. 1981. Т.7. С.1118 – 1120. 3. Хокни Р., Иствуд Д. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987. 638 с. 4. Реклайтис А.С., Мицкявичус Р.В. Новое в жизни, науке, технике: Метод Монте Карло в физике полупроводников. М.: Знание, 1988. 38 с. 5. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1975. 399с. 6. Ридли Б. Квантовые процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1986. 304 с.

Таврический национальный университет

Поступила в редколлегию 10.07.2001

ГЕНЕРАТОР ШУМУ

Запропонований до застосування малогабаритний транзисторний генератор шуму (ГШ) для генерування шумових коливань з високими маскуючими характеристиками в широкому діапазоні частот.

Розроблена схема ГШ має ряд відмінних нових технічних рішень, що дозволяють при достатньо простій схемній реалізації забезпечити заданий рівень вихідних параметрів.

ГШ різноманітного призначення і діапазонів хвиль знаходить широке застосування в системах віброакустичного зашумлення приміщень, в системах (пристроях) просторового і лінійного зашумлення радіоспектра, в засобах виявлення і подавлення.

Найбільш повно задовольняють всьому комплексу вимог транзисторні генератори шуму, так як вони при невеликих масогабаритних характеристиках дозволяють генерувати коливання в широкому діапазоні частот з необхідною потужністю, високим коефіцієнтом корисної дії (ККД) і можуть живитися від низьковольтних джерел живлення [1].

Вибір принципів побудови транзисторних генераторів зі стохастичною поведінкою дозволяє задовольнити сучасні вимоги до генераторів шуму і передбачає умови для їх широкого застосування.

В рамках рішення побудови вітчизняного ГШ був розроблений і виготовлений ГШ радіодіапазону (0,05-1700 МГц), проведена експериментальна оцінка його ефективності. ГШ дозволяє отримати відносно рівномірний в широкому частотному діапазоні спектр шуму з статистичними характеристиками, близькими до характеристик нормального білого шуму.

Принципова схема генератора шуму представлена на рис. 1.

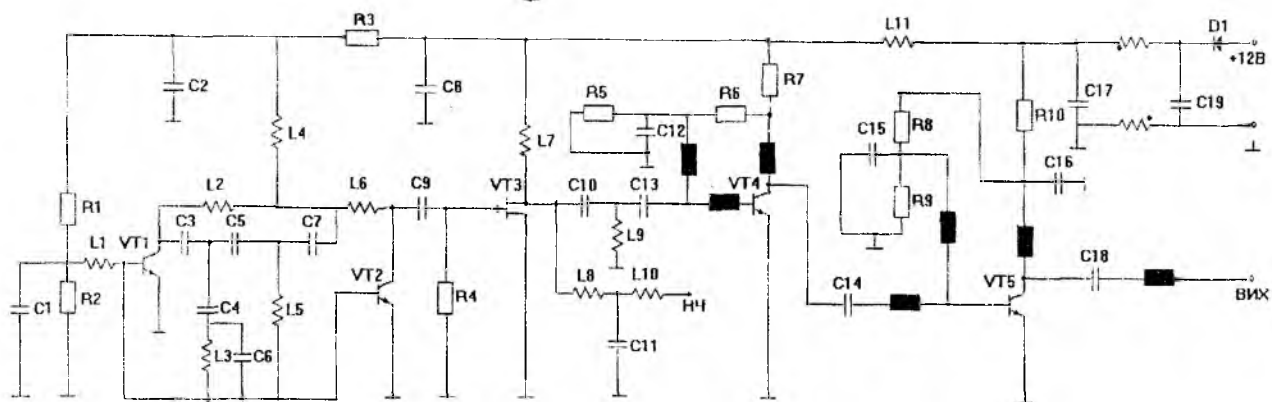


Рис. 1

В розробленому пристрої формувачем сигналу є автостохастичний генератор шуму на базі генераторів з додатковим зовнішнім низькочастотним збудженням. Перший генератор, котрий складається з нелінійного підсилювача, кола з затриманим запізнювальним зв'язком (ЗЗЗ) та інерційним колом авто зміщення, є "ведучим" та забезпечує формування багатьох коливань на власних частотах, які задаються затриманим сигналом з кола ЗЗЗ.

Другий генератор, який складається з нелінійного підсилювача та кола з регульованим зворотнім зв'язком, є "відомим". При цьому він працює у режимі зовнішнього запуску від першого генератора. Це дозволяє збагатити спектр коливань системи зв'язаних генераторів додатковими частотними компонентами. Таким чином, він формує другу сітку власних частот з нееквідистантним, відносно першої, розподілом гармонічних коливань.

Взаємодія двох генераторів на нелінійностях р-п- переходів, активних елементів (транзисторів), які використовуються, забезпечує процес формування хаотичних (шумових) коливань через послідовний каскад біфуркацій подвоєння періоду, який в радіофізиці визначається поняттям динамічного хаосу.

Механізм переходу до хаосу аналогічний механізму переходу до хаосу в транзисторному генераторі без запізнювання, який описаний в [2].

Хаос в досліджуваній системі виникає в результаті безкінцевої послідовності нарощування початкового періоду коливань T_0

$$T = T_0 \prod_{i=1}^{\infty} n_i,$$

$$n_i = 1, 2, 3, \dots, \quad i = 1, 2, 3, \dots,$$

де для кожного переходу $n_i \rightarrow n_{i+1}$ при збільшенні параметру, наприклад, U_{cm}, n_{i+1} проходить увесь ряд значень 1, 2, 3...

Можна передбачити, що основну роль у виникненні хаосу і в механізмі переходу до нього відіграє нелінійна ємність p - n - переходу, яка модулюється низькочастотними складовими спектра коливань.

Додатково підвищити стабільність роботи ГШ, підвищити статистичні характеристики шумового сигналу дозволяє низькочастотне джерело шуму. Зовнішній низькочастотний шум, впливаючи на систему зв'язаних генераторів, звужує смугу синхронізації та приводить до зриву можливих синхронних коливань. При цьому, разом із додатковою модуляцією, у системі мають місце параметричні процеси. Таким чином, реалізуються додаткові умови для експоненційного розходження фазових траєкторій генераторів.

Розроблена схема ГШ має ряд відмінних технічних особливостей, які дозволяють при достатньо простій схемній реалізації забезпечити заданий рівень вихідних параметрів:

- зворотний зв'язок замкнутий не через антену, а сформований всередині генератора;
- схема доповнена транзистором VT3, який використовується як генератор гармонік буферного каскаду і ланцюгу узгодження з НВЧ підсилювачем;
- для збільшення спектральної щільності потужності ГШ в НВЧ діапазоні схема доповнена двокаскадним НВЧ підсилювачем.

При експлуатації ГШ формується вихідний сигнал потужністю близько 1 Вт, який за допомогою антенної системи випромінюється в простір. Споживана ГШ потужність не перевищує 8 Вт.

ГШ виконаний за двокаскадною схемою та має низькочастотний (НЧ) і високочастотний (ВЧ) виходи, які забезпечують потрібний спектр шуму в широкій смузі частот (від 50 КГц до 1700 МГц).

Фотографія спектру шумового сигналу представлена на рис. 2.

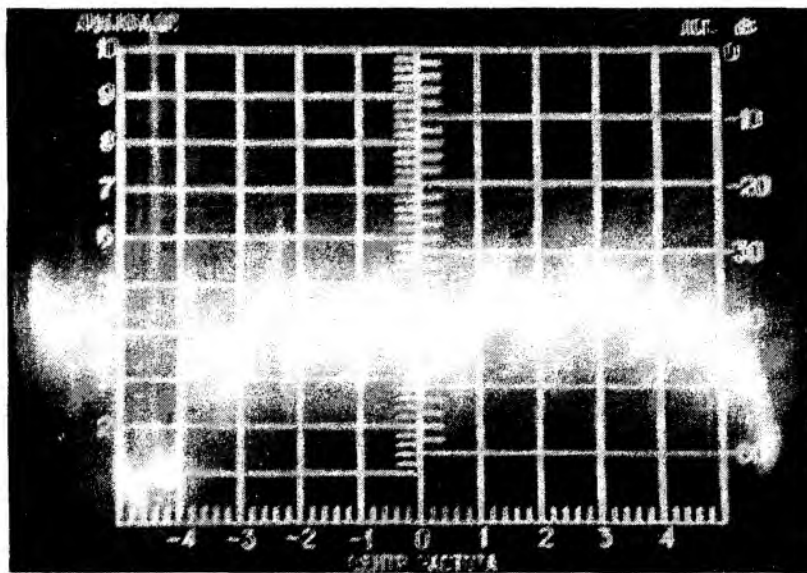


Рис. 2

Процес стохастизації коливань в ГШ з активною розподільною системою (АРС) має свої особливості. Вони обумовлені конструктивною побудовою ГШ з АРС у вигляді взаємозв'язаних стільників АРС. Умови стохастизації коливань при цьому визначаються параметрами елементів елементарного стільника АРС і впливом зовнішніх сигналів з других стільників.

Стохастизація коливань в стільнику АРС тим сильніша, чим більший час запізнювання і рівень сигналу з других стільників.

Для стохастизації коливань необхідно, по-перше, збільшувати час затримки, а по-друге – кількість транзисторів [3,4,5]. Останнє приводить до підсилення ролі взаємодії, що призводить до більш

глибокої модуляції амплітудно-частотної і фазочастотної характеристик АРС, та, відповідно, і розвитку динамічної нестійкості. Переважне підсилення шумового сигналу в стільнику АРС підтверджує належність таких систем до хаотичних.

Таким чином, для збудження коливань зі стохастичним спектром транзисторний генератор шуму повинен мати великий коефіцієнт підсилення і мати ширококутовий запізнювальний ланцюг зворотного зв'язку.

Результати порівняльного аналізу деяких характеристик ГШ наведені в табл. 1.

Таблиця 1

Тип ГШ	Діапазон частот, МГц	Спектральна щільність потужності по діапазону, дБ	Вид антени	Конструктивне виконання	Ціна в у.о.
ГШ-1000	0,1-1000,0	40-75	рамочна жорстка	стаціонарний	300
ГШ-Л-1000	0,1-1000,0	40-75	рамочна м'яка на каркасі	безкорпусна	250
“Смог”	0,005-1000,0	55-80	підставка під монітор (принтер)	безкорпусна	550
“Тном-3”	0,01-1000,0	не гірше 80	рамочна в трьох площинах	стаціонарний	300
“Хвиля-3”	0,5-1000,0	не гірше 60	петльові антени	стаціонарний	150
SP-21/В1 “Барикада”	10,0-1000,0	не гірше 45	штиррова телескопічна	переносний	350

По конструктивному виконанню, технічним характеристикам та можливостям розроблений ГШ найбільш близький до переносного ГШ “Барикада” (МАСКОМ, м. Москва) [6]. Але на відміну від останнього він має ряд переваг: наявність двох антенних виходів, розширений діапазон частот, які захищаються, низька вартість.

Наявність двох незалежних антенних виходів дозволяє використовувати різні типи антенних систем, близьких до оптимальних в НЧ і ВЧ діапазонах. До практичного застосування пропонується штиррова телескопічна і Г-подібна дротова антени, які підключаються до ЧВ і НЧ виходів відповідно, а також рупорних, або спіральних антенн.

Низька вартість ГШ обумовлена використанням тільки вітчизняної елементної бази.

Розроблений ГШ, як і “Барикада” може функціонувати як від промислового джерела живлення, напругою 12 В (наприклад, від бортового джерела автомобіля, переносної акумуляторної батареї).

Розроблений і запропонований ГШ має широкі можливості з маскування побічних електромагнітних випромінювань і наводок переносних засобів електрообчислювальної техніки. Він може знайти застосування у метрологічному забезпеченні системи технічного захисту інформації і таке інше.

Список літератури: 1. Емельянов С.Л., Марков С.И., Гаврюков В.Ф. Выбор и практическое применение генераторов шума // Бизнес и безопасность. 1998. № 4. С. 27-28. 2. Максимов Н.А., Старков С.О. Об одном механизме перехода к хаосу в автогенераторах на транзисторах // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 5. 1022 с. 3. Горев П.Г., Лошаков В.А., Пулавский В.А. Анализ процесса стохастизации колебаний в генераторе шума с активной распределенной системой // Сб. науч. матер. Повышение эффективности авиационных радиоэлектронных систем. Харьков: ХВВАУРЭ, 1987. Вып. 8. С. 3-10. 4. Бобнев М.П. Генерирование случайных сигналов. 2-е изд. переработанное и доп. М.: Энергия, 1971. 240 с. 5. Калинин В.И., Залогин Н.Н., Кислов В.Я. Нелинейный резонанс и стохастичность в автоколебательной системе с запаздыванием. // Радиотехника и электроника. 1983. Т.28, № 10. 200 с. 6. Каталог МАСКОМ. Специальная техника защиты информации, М., 1998.

К ВЫВОДУ УРАВНЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЦЕПОЧКИ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ МЕТОДА МГНОВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ

Метод мгновенных значений является одним из базовых при спектральном моделировании СВЧ-приборов [1]. В его основе лежит пренебрежение запаздывающими потенциалами в пределах расстояний, сравнимых с периодом замедляющей системы (ЗС), которая рассматривается как колебательная система с N степенями свободы, где N – число ячеек. Предположение о квазистатичности электрического поля в окрестности n -й ячейки позволяет пренебречь частотной зависимостью структуры поля ее парциального вида. Как следствие, даже в случае немонохроматичных полей решение трехмерного волнового уравнения для каждого резонатора ЗС может быть записано методом Фурье в виде ряда по собственным колебаниям полости $E_{0pn}(x, y, z)$ с коэффициентами $T_{pn}(t)$, зависящими от времени по произвольному закону (p – номер парциального вида колебаний ячейки или, что то же самое, номер полосы пропускания ЗС).

Очевидно, что вышеуказанные приближения корректны лишь при относительно слабом взаимодействии ячеек, когда энергия электромагнитного поля в резонаторах существенно превышает энергию поля в элементах связи. Таким образом, метод мгновенных значений пригоден только для ЗС в виде цепочек связанных резонаторов (ЦСР). С другой стороны, квазистатичность поля парциального вида ячейки ЗС является достаточным, но не обязательным условием применимости этого метода. Необходимо лишь, чтобы в анализируемой полосе частот можно было пренебречь частотными зависимостями структуры поля и энергии интересующего нас парциального вида.

Для простоты ограничимся рассмотрением только одной полосы пропускания ЗС, тем более что результаты от этого не станут менее общими. Действительно, если полосы пропускания не перекрываются по частоте, уравнение возбуждения ЦСР можно решать независимо для каждого p -го парциального вида ячейки, формирующего ту или иную полосу. Другими словами, p -й и pp -й виды различных резонаторов следует считать несвязанными, если $p \neq pp$. Систему линейных неоднородных дифференциальных уравнений второго порядка для мгновенных значений $T_n(t)$ напряженности поля парциальных видов колебаний каждой ячейки ЦСР можно записать в матричной форме:

$$\frac{d^2 \Gamma}{dt^2} + 2 \|\delta_0\| \frac{d\Gamma}{dt} + \|\omega_0^2\| \Gamma = -\frac{1}{2} \|W_0\|^{-1} \int_V E_0 \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV. \quad (1)$$

Здесь $\Gamma(t)$ – вектор временных функций соленоидального электрического поля в ячейках; $\|\omega_0^2\|$ – матрица квадратов собственных частот и коэффициентов связи парциальных видов ячеек; $\|\delta_0\|$ – матрица коэффициентов затухания; $\|W_0\|$ – матрица единичных энергий; $E_0(x, y, z)$ – вектор единичных структурных функций электрического поля парциальных видов колебаний ячеек ЗС; $j_{exc}(t, x, y, z)$ – плотность возбуждающего (exciting) тока. Под единичными понимаются структурная функция собственного вида n -го резонатора и энергии поля в n -й полости и элементах связи с ней при условии, что $T_n = 1$, $T_m = 0$ ($mn \neq n$). Интегрирование производится по объемам, в которых функции $E_{0n}(x, y, z)$ отличны от нуля, или по всему пространству прибора.

Линейность уравнения возбуждения (1) обусловлена независимостью структуры поля парциального вида от частоты. Решая его, получаем мгновенные значения электрического поля во всех ячейках ЗС. Напряженность соленоидального электрического поля в произвольной точке пространства прибора в текущий момент времени вычисляется по формуле:

$$E(t, x, y, z) = \sum_n E_{0n}(x, y, z) T_n(t), \quad (2)$$

где суммирование осуществляется по всем ячейкам ЗС, единичная структурная функция которых отлична от нуля в данной точке.

Расчет матриц $\|\omega_0^2\|$, $\|\delta_0\|$ и $\|W_0\|$ для неоднородной ЗС достаточно затруднителен. Учитывая, что в большинстве СВЧ-приборов (кроме разнорезонаторных магнетронов) используются однородные ЗС, введем дополнительное предположение об одинаковости значений электродинамических параметров всех ячеек. Внешний вид уравнения (1) при этом не изменится, упростится только форма

вышеуказанных матриц. Например, для ЗС из трех ячеек матрица квадратов собственных частот и коэффициентов связи примет вид:

$$\|\omega_0^2\| = \begin{bmatrix} \omega_{00}^2 & \omega_{01}^2 & \omega_{02}^2 \\ \omega_{01}^2 & \omega_{00}^2 & \omega_{01}^2 \\ \omega_{02}^2 & \omega_{01}^2 & \omega_{00}^2 \end{bmatrix}.$$

Здесь ω_{00}^2 – квадрат собственной парциальной частоты вида колебаний резонатора; ω_{01}^2 – коэффициент связи этого вида с аналогичным видом близлежащего резонатора; ω_{02}^2 – коэффициент связи с видом колебаний резонатора, расположенного через один. Матрицы коэффициентов затухания и единичных энергий имеют схожую форму. Например, δ_{00} – парциальный коэффициент затухания вида колебаний резонатора; δ_{01} – взаимное затухание между двумя соседними ячейками; W_{00} – единичная парциальная энергия вида колебаний; W_{01} – единичная энергия связи для двух близлежащих ячеек и т.д. Коэффициенты на главной диагонали всегда положительны, все остальные могут иметь как положительный, так и отрицательный знак.

Уравнение (1) получено феноменологически, по аналогии с матричными уравнениями для напряжений в квазистационарных цепях [2]. Строгий электродинамический вывод его применительно к произвольной замедляющей системе, по-видимому, невозможен. Поэтому ограничимся следующим компромиссом. Докажем корректность уравнения (1) для двух простейших конструкций ЗС, с тем чтобы в дальнейшем применять его без дополнительных доказательств ко всем остальным системам. За основу выберем ЦСР с квазистатическими активно-индуктивными и активно-емкостными связями в виде диссипативных витков и штырей соответственно. В качестве исходного возьмем уравнение возбуждения обособленного резонатора из работы [3]:

$$\frac{d^2 T}{dt^2} + 2\delta_0 \frac{dT}{dt} + \omega_0^2 T = -\frac{1}{2W_0 V} \int E_0 \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV, \quad (3)$$

где ω_0 , δ_0 , W_0 – собственная частота, коэффициент затухания и единичная энергия вида колебаний в резонаторе; $E_0(x,y,z)$ – единичная структурная функция электрического поля этого же вида.

ЦСР с активно-индуктивными связями

Рассмотрим последовательность одинаковых объемных резонаторов, каждый из которых связан с двумя ближайшими посредством элементов индуктивной связи – витков (рис. 1а), изготовленных из металла с конечной поверхностной проводимостью. Если размеры элемента связи достаточно малы по сравнению с величиной резонатора, структуры поля собственных видов колебаний можно считать такими же, как в аналогичном обособленном резонаторе, а связь между ячейками и изменение собственных частот видов учитывать путем рассмотрения дополнительных токов в витках связи. При этом к плотности возбуждающего тока $j_{exc}(t,x,y,z)$ в уравнении (3) для n -й ячейки добавляются две компоненты: ток в элементе связи (coupling) с предыдущим резонатором $j_{coup\ n-1,n}$ и ток в элементе связи с последующим резонатором $j_{coup\ n,n+1}$:

$$j_{exc\ n} = j_{exc} + j_{coup\ n-1,n} + j_{coup\ n,n+1}.$$

В результате уравнение возбуждения (3) перепишется в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T_n}{dt^2} + 2\delta_0 \frac{dT_n}{dt} + \omega_0^2 T_n = \\ = -\frac{1}{2W_0} \left(\int_{V_n} E_{0n} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV + \int_{V_n} E_{0n} \frac{\partial j_{coup\ n-1,n}}{\partial t} dV + \int_{V_n} E_{0n} \frac{\partial j_{coup\ n,n+1}}{\partial t} dV \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где V_n – объем n -го резонатора. При невозможности установить четкую границу между резонаторами, в качестве V_n следует брать пространство, где функция $E_{0n}(x,y,z)$ отлична от нуля, или весь объем системы.

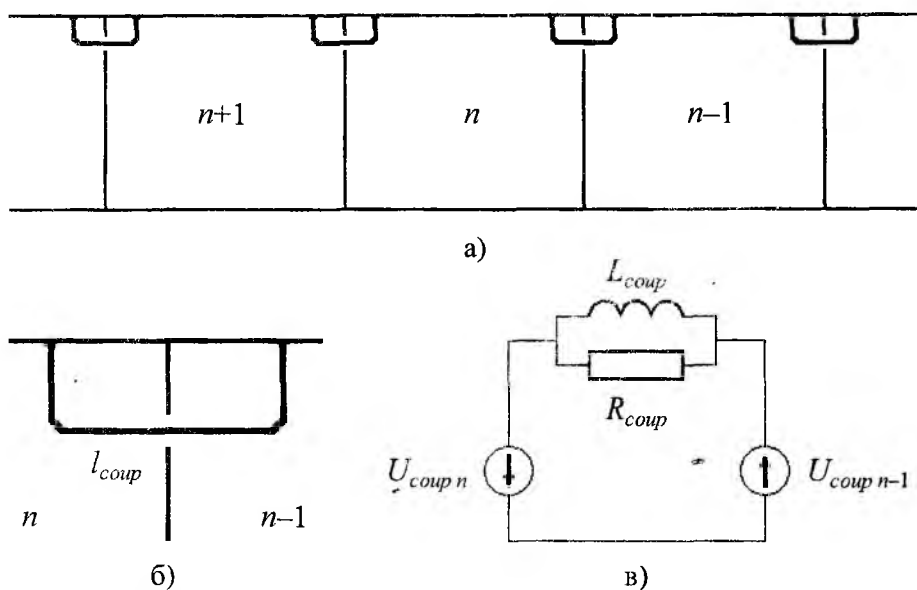


Рис. 1

Пусть проводник, из которого изготовлен виток связи, настолько тонкий, что можно пренебречь изменением единичной структурной функции в его поперечном сечении. Тогда интеграл по объему занимаемому током j_{coup} , преобразуется в интеграл по длине витка l_{coup} (рис. 1б):

$$\int_{V_n} E_{0n}(x,y,z) \frac{\partial j_{coup n-1,n}(t,x,y,z)}{\partial t} dV = \int_{l_{coup n-1,n}} E_{0n}(l) l(l) \frac{\partial i_{coup n-1,n}(t,l)}{\partial t} dl,$$

$$\int_{V_n} E_{0n}(x,y,z) \frac{\partial j_{coup n,n+1}(t,x,y,z)}{\partial t} dV = \int_{l_{coup n,n+1}} E_{0n}(l) l(l) \frac{\partial i_{coup n,n+1}(t,l)}{\partial t} dl, \quad (5)$$

где $i_{coup}(t,l)$ – ток в витке; $l(l)$ – единичный вектор, тангенциальный к витку в данной его точке.

Чтобы найти производную по времени от тока i_{coup} , рассмотрим виток между ячейками $n-1$ и n как квазистационарную цепь (что допустимо вследствие его малых размеров) и построим для него эквивалентную схему, изображенную на рис. 1в. Здесь L_{coup} – эквивалентная индуктивность витка R_{coup} – его эквивалентное активное сопротивление; $U_{coup n-1}$ – ЭДС, индуцируемая в витке частичным видом колебаний предыдущей ячейки; $U_{coup n}$ – ЭДС, индуцируемая частичным видом рассматриваемой ячейки. Емкостью витка пренебрегаем. Аналогичная схема строится для элемента связи между ячейками n и $n+1$. Очевидно, что в таком приближении ток i_{coup} одинаков на всей длине элемента связи, а его полные производные по времени для обоих элементов запишутся как:

$$\frac{di_{coup n-1,n}}{dt} = \frac{1}{R_{coup}} \left(\frac{dU_{coup n-1}}{dt} + \frac{dU_{coup n}}{dt} \right) + \frac{1}{L_{coup}} (U_{coup n-1} + U_{coup n}),$$

$$\frac{di_{coup n,n+1}}{dt} = \frac{1}{R_{coup}} \left(\frac{dU_{coup n}}{dt} + \frac{dU_{coup n+1}}{dt} \right) + \frac{1}{L_{coup}} (U_{coup n} + U_{coup n+1}). \quad (6)$$

В соответствии с использованным ранее предположением, при расчете тока i_{coup} учтен только один частичный вид колебаний в каждой ячейке ЗС.

Индукцированные в витках ЭДС находим по формулам:

$$U_{coup\ n-1} = T_{n-1} \int_{l_{coup\ n-1, n}} E_{0n-1}(l) l(l) dl,$$

$$U_{coup\ n} = T_n \int_{l_{coup\ n-1, n}} E_{0n}(l) l(l) dl \quad (7)$$

для одного из них и

$$U_{coup\ n} = T_n \int_{l_{coup\ n, n+1}} E_{0n}(l) l(l) dl,$$

$$U_{coup\ n+1} = T_{n+1} \int_{l_{coup\ n, n+1}} E_{0n+1}(l) l(l) dl \quad (8)$$

для второго.

Определим квадрат собственной парциальной частоты резонатора:

$$\omega_{00}^2 = \omega_0^2 + \frac{1}{2W_0 L_{coup}} \left[\left(\int_{l_{coup\ n-1, n}} E_{0n}(l) l(l) dl \right)^2 + \left(\int_{l_{coup\ n, n+1}} E_{0n}(l) l(l) dl \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Парциальный коэффициент затухания резонатора запишем в виде:

$$\delta_{00} = \delta_0 + \frac{1}{4W_0 R_{coup}} \left[\left(\int_{l_{coup\ n-1, n}} E_{0n}(l) l(l) dl \right)^2 + \left(\int_{l_{coup\ n, n+1}} E_{0n}(l) l(l) dl \right)^2 \right]. \quad (10)$$

Ввиду однородности цепочки, значение коэффициента связи парциальных видов колебаний двух произвольных пар соседних резонаторов одно и то же. Определим его, например, как:

$$\omega_{01}^2 = \frac{1}{2W_0 L_{coup}} \left(\int_{l_{coup\ n-1, n}} E_{0n-1}(l) l(l) dl \right) \cdot \left(\int_{l_{coup\ n-1, n}} E_{0n}(l) l(l) dl \right). \quad (11)$$

Аналогично коэффициент затухания в элементе связи равен:

$$\delta_{01} = \frac{1}{4W_0 R_{coup}} \left(\int_{l_{coup\ n-1, n}} E_{0n-1}(l) l(l) dl \right) \cdot \left(\int_{l_{coup\ n-1, n}} E_{0n}(l) l(l) dl \right). \quad (12)$$

Единичная парциальная энергия вида колебаний резонатора W_{00} и единичная энергия связи W_{01} :

$$W_{00} = W_0, \quad W_{01} = 0. \quad (13)$$

Подставляя выражения (5) – (8) в уравнение (4) с учетом определений (9) – (13), получаем окончательный вид уравнения возбуждения для системы с активно-индуктивными связями:

$$\frac{d^2 T_n}{dt^2} + 2\delta_{01} \frac{dT_{n-1}}{dt} + 2\delta_{00} \frac{dT_n}{dt} + 2\delta_{01} \frac{dT_{n+1}}{dt} + \omega_{01}^2 T_{n-1} + \omega_{00}^2 T_n + \omega_{01}^2 T_{n+1} = -\frac{1}{2W_{00} V_n} \int E_{0n} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV. \quad (14)$$

Проанализируем уравнение (14). Видно, что оно является подмножеством общего матричного уравнения (1) при условии учета связи каждой ячейки только с двумя ближайшими. Характерно, что

матрица единичных энергий $\|W_0\|$ имеет диагональную форму, поскольку в элементах индуктивной связи энергия электрического поля не запасается. Матрицы коэффициентов $\|\omega_0^2\|$ и $\|\delta_0\|$ имеют отличные от нуля элементы только на главной и двух соседних с ней диагоналях.

Знак коэффициентов связи и коэффициентов затухания в элементах связи может быть как положительным, так и отрицательным, в зависимости от конфигурации поля парциального вида колебания и конструкции витка. Если колебание имеет зеркальную относительно средней плоскости поперечного сечения резонатора структуру магнитного поля (например, колебания H_{102} или H_{104} в прямоугольной полости, где последний индекс соответствует направлению распространения волны в ЗС), эти коэффициенты положительны. При противоположной структуре (как у колебаний H_{101} или H_{103}) коэффициенты отрицательны. Картина становится обратной, если виток связи выполнить в форме восьмерки (т.е. изменить направление циркуляции тока в одной его половине).

Знак вышеуказанных коэффициентов определяет направление изменения частоты нормальных колебаний и затухания замедляющей системы в целом при переходе от 0-вида к π -виду. При положительных коэффициентах наименьшая нормальная частота ω_q и наименьший коэффициент затухания δ_q достигаются на π -виде, при отрицательных – на 0-виде.

ЦСР с активно-емкостными связями

Рассмотрим последовательность однотипных объемных резонаторов с емкостными связями в виде изогнутых штырей (рис. 2а), концы которых закреплены в держателях из диэлектрика с конечным сопротивлением. Сохраним в силе ранее введенные допущения и предположения относительно размеров элементов связи. На рис. 2б символом l_{coup} теперь обозначена длина штыря. На рис. 2в приведена эквивалентная схема элемента емкостной связи. C_{coup} – эквивалентная емкость штыря; R_{coup} – эквивалентное активное сопротивление шунтирующего его держателя; $U_{coup\ n-1}$ – ЭДС, индуцируемая в штыре парциальным видом колебания предыдущей ячейки; $U_{coup\ n}$ – ЭДС, индуцируемая парциальным видом рассматриваемой ячейки. Индуктивностью штыря пренебрегаем.

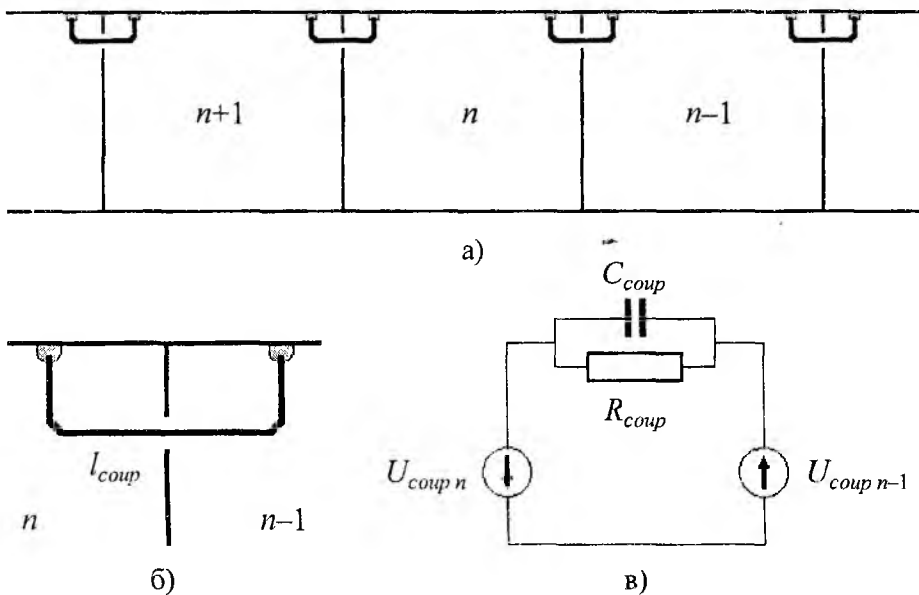


Рис. 2

Очевидно, что в данном случае ток i_{coup} нельзя полагать одним и тем же на всей длине элемента связи. Однако мы можем, как это часто делается в теории антенн, ввести некоторую действующую длину штыря $l_{coup\ e}$ и считать ток i_{coup} одинаковым по всей действующей длине. Тогда его полные производные по времени для обоих элементов запишутся как:

$$\frac{di_{coup\ n-1, n}}{dt} = C_{coup} \left(\frac{d^2 U_{coup\ n-1}}{dt^2} + \frac{d^2 U_{coup\ n}}{dt^2} \right) + \frac{1}{R_{coup}} \left(\frac{dU_{coup\ n-1}}{dt} + \frac{dU_{coup\ n}}{dt} \right),$$

$$\frac{di_{coupn,n+1}}{dt} = C_{coup} \left(\frac{d^2 U_{coupn}}{dt^2} + \frac{d^2 U_{coupn+1}}{dt^2} \right) + \frac{1}{R_{coup}} \left(\frac{dU_{coupn}}{dt} + \frac{dU_{coupn+1}}{dt} \right). \quad (15)$$

Индукцированные в штырях ЭДС находим по формулам (7) и (8), заменив в них l_{coup} на $l_{coup e}$.

Определим в качестве вспомогательных (auxiliary) величин нормированную единичную парциальную энергию вида колебаний W^a_{00} и нормированную единичную энергию связи W^a_{01} . Нормировка осуществляется к единичной энергии этого вида колебаний W_0 обособленного резонатора:

$$W^a_{00} = 1 + \frac{C_{coup}}{2W_0} \left[\left(\int_{l_{coup e n-1,n}} E_{0n}(l) l(l) dl \right)^2 + \left(\int_{l_{coup e n,n+1}} E_{0n}(l) l(l) dl \right)^2 \right], \quad (16)$$

$$W^a_{01} = \frac{C_{coup}}{2W_0} \left(\int_{l_{coup e n-1,n}} E_{0n-1}(l) l(l) dl \right) \cdot \left(\int_{l_{coup e n,n}} E_{0n}(l) l(l) dl \right). \quad (17)$$

Определим также вспомогательный парциальный коэффициент затухания δ^a_{00} и вспомогательный коэффициент затухания в элементе связи δ^a_{01} . Они вычисляются по формулам (10) и (12) при условии замены в них l_{coup} на $l_{coup e}$.

Используя перечисленные вспомогательные величины и повторяя действия, описанные выше для системы с индуктивными связями, приходим к промежуточному виду уравнения возбуждения:

$$W^a_{01} \frac{d^2 T_{n-1}}{dt^2} + W^a_{00} \frac{d^2 T_n}{dt^2} + W^a_{01} \frac{d^2 T_{n+1}}{dt^2} + 2\delta^a_{01} \frac{dT_{n-1}}{dt} + 2\delta^a_{00} \frac{dT_n}{dt} + 2\delta^a_{01} \frac{dT_{n+1}}{dt} + \omega_0^2 T_n = -\frac{1}{2W_0} \int_{V_n} E_{0n} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV. \quad (18)$$

Если исключить из левой части уравнения (18) вторые производные по времени от функций T_{n-1} и T_{n+1} , взамен здесь появятся сами функции T и первые производные от них по времени для всех ячеек замедляющей системы. Следовательно, при наличии емкостной связи между резонаторами электрическое поле в каждом из них непосредственно воздействует на все остальные ячейки, независимо от конструкции элементов связи.

На практике нет необходимости учитывать связь между всеми резонаторами многорезонаторной ЗС. Во-первых, если основная энергия поля сосредоточена в резонаторах, значения коэффициентов связи быстро уменьшаются при удалении ячеек друг от друга. Во-вторых, уравнение (1) игнорирует конечность времени распространения энергии в элементе связи. Есть основания полагать, что погрешность, возникающая вследствие пренебрежения запаздывающими потенциалами между резонаторами, уменьшается при ограничении количества ячеек, связь с которыми учитывается в уравнении возбуждения для каждого резонатора.

Чтобы обеспечить возможность дальнейших выкладок, введем дополнительное упрощение. Предположим, что замедляющая система состоит всего из трех ячеек. Аналитическое рассмотрение более длинной ЗС (например, из пяти резонаторов) нецелесообразно, поскольку при этом резко усложняются выражения для обращенной матрицы единичных энергий. После вышеуказанного преобразования уравнения (18), заключающегося в подстановке значений $d^2 T_{n-1}/dt^2$ и $d^2 T_{n+1}/dt^2$ из аналогичных выражений для ячеек $n-1$ и $n+1$ соответственно, приходим к окончательному виду уравнения возбуждения среднего ($n=2$) резонатора системы:

$$\begin{aligned}
& \frac{d^2 T_n}{dt^2} + 2\delta_{01} \frac{dT_{n-1}}{dt} + 2\delta_{00} \frac{dT_n}{dt} + 2\delta_{01} \frac{dT_{n+1}}{dt} + \omega_{01}^2 T_{n-1} + \omega_{00}^2 T_n + \omega_{01}^2 T_{n+1} = \\
& = \frac{W_{01}}{2(W_{00}^2 - 2W_{01}^2) V_{n-1}} \int E_{0n-1} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV - \frac{W_{00}}{2(W_{00}^2 - 2W_{01}^2) V_n} \int E_{0n} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV + \\
& + \frac{W_{01}}{2(W_{00}^2 - 2W_{01}^2) V_{n+1}} \int E_{0n+1} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV.
\end{aligned} \tag{19}$$

Коэффициенты этого уравнения выражаются через введенные ранее вспомогательные величины и параметры обособленного резонатора следующим образом:

$$\begin{aligned}
\omega_{00}^2 &= \frac{W^{a_{00}} \omega_0^2}{W^{a_{00}^2} - 2W^{a_{01}^2}}, & \omega_{01}^2 &= -\frac{W^{a_{01}} \omega_0^2}{W^{a_{00}^2} - 2W^{a_{01}^2}}, \\
\delta_{00} &= \frac{W^{a_{00}} \delta^{a_{00}} - 2W^{a_{01}} \delta^{a_{01}}}{W^{a_{00}^2} - 2W^{a_{01}^2}}, & \delta_{01} &= -\frac{W^{a_{01}} \delta^{a_{00}} - W^{a_{00}} \delta^{a_{01}}}{W^{a_{00}^2} - 2W^{a_{01}^2}}, \\
W_{00} &= W^{a_{00}} W_0, & W_{01} &= W^{a_{01}} W_0.
\end{aligned}$$

Уравнение (19) по-прежнему является подмножеством общего матричного уравнения (1). Матрица единичных энергий $\|W_0\|$ здесь имеет такую же форму, как и матрицы коэффициентов $\|\omega_0^2\|$ и $\|\delta_0\|$, т.е. отличные от нуля элементы находятся на главной и двух соседних с ней диагоналях. Это объясняется тем, что в штырях связи запасается энергия электрического поля. Коэффициенты при интегралах в правой части уравнения (19) являются элементами обращенной матрицы $(1/2) \|W_0\|^{-1}$.

Сумма этих коэффициентов не равна $1/(2W_0)$, как следовало бы ожидать, например, из анализа возбуждения 0-вида в такой цепочке токами, одинаковыми во всех ячейках. Причина состоит в том, что нормированную единичную парциальную энергию $W^{a_{00}}$ в крайних резонаторах мы брали такой же, как и в среднем, хотя на самом деле это не так. Подобные погрешности, вносимые игнорированием непосредственного взаимодействия полей в достаточно удаленных друг от друга ячейках, снижаются с уменьшением запасаемой в элементах связи энергии по сравнению с энергией в резонаторах.

Таким образом, уравнение возбуждения цепочки связанных резонаторов (1) доказано для двух конкретных конструкций подобной ЗС (с активно-индуктивными и активно-емкостными элементами связи). В реальности все системы имеют комбинированную связь (активно-индуктивно-емкостную), однако с точки зрения математического аппарата это уже не вносит ничего нового. Исходя из общей теории колебательных систем со многими степенями свободы [4], есть основания полагать, что форма уравнения (1) применима для большинства резонаторных ЗС, включая те, элементы связи которых нельзя рассматривать как квазистационарные цепи.

Автор признателен проф. Н.И. Айзапкому и доц. В.К. Пироженко за постановку задачи и обсуждение результатов работы.

Список литературы: 1. Грицунов А.В., Чурюмов Г.И. Спектральное моделирование СВЧ-приборов // Материалы междунар. межвуз. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ». Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж». 2001. С. 31 – 34. 2. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. М.: Высш. школа, 1978. 789 с. 3. Грицунов А.В., Галаган А.В. Об использовании уравнения возбуждения второго порядка при моделировании автогенераторов со скрещенными полями // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34, № 8. С. 1719 – 1722. 4. Основы теории колебаний / Под ред. В.В. Мигулина. М.: Наука, 1988. 392 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 3.07.2001

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ КОАКСИАЛЬНОГО МАГНЕТРОНА (ТЕМ)

Одним из вариантов большого множества конструкций коаксиальных магнетронов (КМ) сантиметрового диапазона является магнетрон, в котором для стабилизации в качестве рабочего вида используется основной ТЕМ₀₀₁ тип колебаний электромагнитного поля коаксиального резонатора. Конструктивной особенностью такого прибора является непосредственный переход петли связи, с помощью которой возбуждается поле в резонаторе, в ламель анодной замедляющей системы (АЗС) через резонансное окно на внутренней стенке коаксиального резонатора, как показано на рис. 1 (точнее, каждая вторая ламель АЗС переходит в петлю связи).

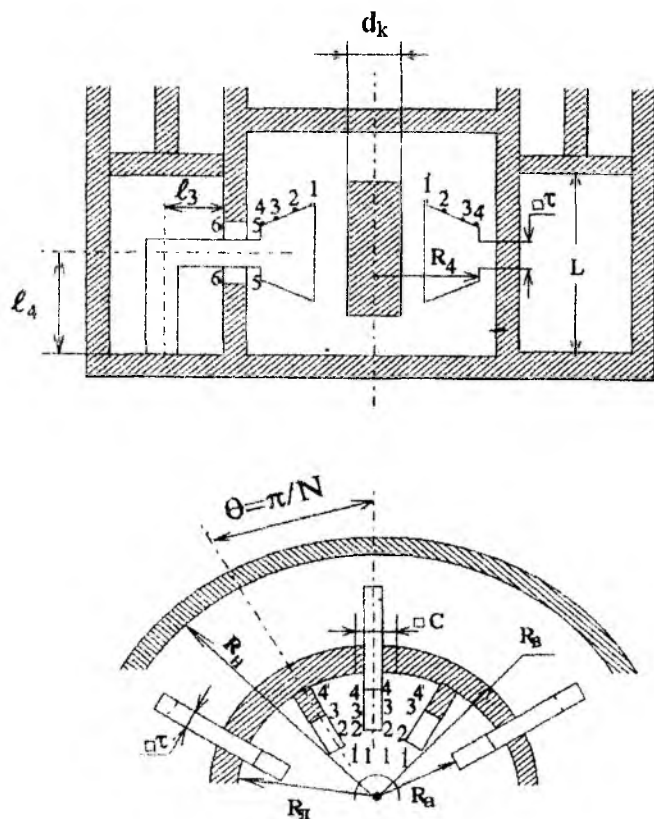


Рис. 1

только одних ТЕМ_{00р} – типов колебаний. В принципе это возможно лишь когда в анодной замедляющей системе существуют колебания π – вида. Воспользуемся общепринятой методикой расчета [2,5] и представим сложную резонансную систему коаксиального магнетрона эквивалентной схемой параллельного колебательного контура с известными критериями: равенство резонансных частот при условии инвариантности частотной характеристики относительно плоскости эквивалентного представления и прохождения частотной зависимости реактивной проводимости через ноль (условие резонанса) с близкими к линейному закону [1,2]. Полагаем также, что активных потерь в контуре нет. Исходя из этого, получим исходные соотношения для расчета кривых перестройки магнетрона $f(L)$, коэффициентов стабилизации $S(f)$ и характеристической проводимости колебательной системы $Y_c(L)$.

1. Методика расчета электродинамических характеристик резонаторной системы КМ(ТЕМ)

Если ограничиться предположением, что в коаксиальном резонаторе существуют колебания ТЕМ_{00р} – типа, а в анодной замедляющей системе поле соответствует π – виду колебаний, то с учетом теоремы Флоке для анализа достаточно выделить один период замедляющей системы, потому

Этим самым одновременно производится передача энергии от анодного блока магнетрона к резонатору за счет индуктивной связи петли с магнитным полем резонатора и осуществляется отрицательно-обратная связь по току, стабилизирующая частоту колебаний поля АЗС. При этом наиболее эффективно передается энергия только от вида колебания поля замедляющей системы с номером $n = N/2$, т.е. π – вид. При любом другом виде колебаний с $n \neq N/2$ часть петель связи будет включена противофазно по отношению к азимутальному магнитному полю резонатора, что приведет к уменьшению амплитуды колебаний данного типа. Следует отметить, что в самом коаксиальном резонаторе возбуждается множество различных типов колебаний, от расстановки которых зависят спектральные и шумовые характеристики магнетрона. Однако на первом этапе анализа колебательной системы КМ(ТЕМ) следует ограничиться предположением, что электромагнитное поле в резонаторе является суперпозицией

что АЗС является фактически одноступенчатой, так как каждый резонатор связан через окно со стабилизирующим резонатором. Однако на первом этапе анализа для построения эквивалентной схемы выделим два периода АЗС, симметричных относительно центра ламели, переходящей в петлю связи. Построение эквивалентной схемы из отрезков длинных линий начнем с представления резонансного окна, через которое проходит ножка ламели АЗС, коаксиальной линией квадратного сечения длиной $t_s = R_B - R_{JI}$. Волновая проводимость Y_{65}^o такой коаксиальной линии может быть определена согласно работе [3] с помощью соотношения, которое в наших обозначениях (см.рис.1 и рис.4) принимает вид:

$$Y_{65}^o = \frac{0.297 + 0.727 * (\tau/c)}{47/986 * (1 - \tau/c)}$$

В этом случае, как следует из рис. 1, со стороны резонатора к коаксиальной линии подключена проводимость петли связи Y_{PC} , а с другой стороны (в силу симметрии поля в соседних резонаторах АЗС) к этой линии подключены параллельно два резонатора АЗС, которые в свою очередь также могут быть представлены в виде отрезков последовательно соединенных длинных линий (так как ламели имеют различную аксиальную длину вдоль радиуса), нагруженных на другом конце на проводимости пространства взаимодействия Y_n и Y_n^* (для π -вида колебаний $Y_n = Y_n^*$). Входные проводимости резонаторов со стороны коаксиальной линии равны друг другу опять-таки в силу симметрии поля π -вида колебаний в соседних резонаторах. Такая замена реальной колебательной системы КМ(ТЕМ) эквивалентной схемой представлена на рис. 2, б. Тогда, пересчитав проводимость отрезков длинных линий с нагрузками к плоскости эквивалентного представления относительно зажимов 5-5', можно рассчитать резонансные частоты, кривые перестройки и значения коэффициентов стабилизации (в силу инвариантности этих характеристик относительно плоскости эквивалентного представления). Однако, если использовать результаты электродинамического анализа для математического моделирования процессов взаимодействия в магнетроне с целью получения энергетических характеристик, необходимо знать значение волновой проводимости колебательной системы на границе раздела областей резонаторов АЗС с пространством взаимодействия, т.е. на зажимах 1-1'. Следовательно, более целесообразно пересчитать проводимости относительно зажимов 1-1' или 1'-1, что в силу симметрии безразлично. Исходя из этого, обратимся к эквивалентной схеме, которая показана на рис. 2, а.

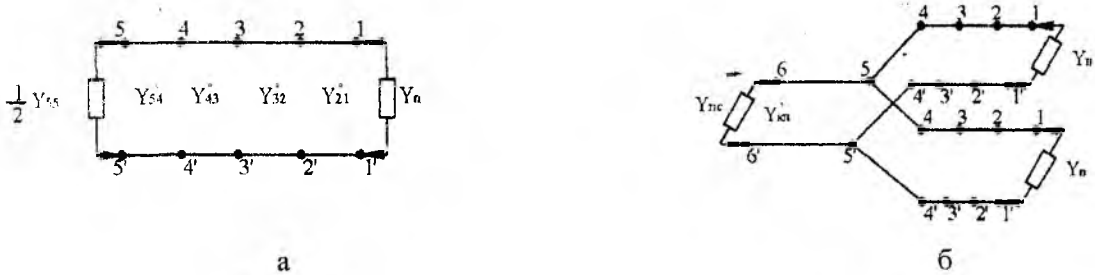


Рис. 2

Легко заметить, что относительно зажимов 5-5' мы с одной стороны имеем проводимость коаксиальной линии, а с другой – две совершенно одинаковые длинные линии с нагрузкой. Эквивалентная схема симметрична относительно проводимости со стороны коаксиальной линии. Поэтому можно рассматривать только одно симметричное плечо эквивалентной схемы рис. 2б и перейти к схеме,

которая изображена на рис. 2, а. Тогда можно пересчитать проводимость $\frac{1}{2} Y_{55}$ к зажимам 1-1' вдоль отрезков длинных линий, которыми заменяется резонатор АЗС, и записать условие резонанса относительно 1-1'. Причем проводимость петли связи Y_{PC} будет, очевидно, зависеть от геометрических размеров коаксиального резонатора, в том числе и от его длины L_i (i – го положения поршня). А это значит, что при пересчете все последующие проводимости до Y_{11} включительно будут параметрически зависеть от положения поршня. Тогда резонансные частоты колебательной системы КМ(ТЕМ) $f_{oi}(L_i)$.

а, следовательно, и кривые перестройки $f(L)$ с учетом того, что $Y_{11} = iB_{11}(f, L_i)$, а $Y_n = iB_n(f)$, могут быть рассчитаны из условия резонанса:

$$\sum B_c = B_{11}(f, L_i) + B_n(f). \quad (1)$$

Резонансные частоты для видов колебаний АЗС с $n=N/2, N/2-1, N/2-2, \dots$ рассчитываются из этого же условия резонанса и той же самой эквивалентной схемы рис. 3 колебательной системы, на которой изображена аппроксимация петли связи рамкой с током в коаксиальном резонаторе.

Только при вычислении Y_{11} проводимость Y_{55} принимается равной нулю эквивалентно короткому замыканию.

Характеристическая проводимость системы КМ(ТЕМ) согласно [2] определяется с помощью соотношения:

$$Y_{oi} = \frac{1}{2} f_{oi} \frac{d}{df} \left(\sum B_c(f_{oi}) \right),$$

а коэффициент стабилизации S_i согласно выражению

$$S_i = |Y_{oi}| / \left\{ f_{oAZ} \frac{d}{df} \left(\sum B_{AZC}(f_{oAZ}) \right) \right\}.$$

Такова общая методика расчета электродинамических характеристик колебательной системы КМ(ТЕМ). Теперь перейдем к расчету элементов эквивалентной схемы.

1.1. Расчет входной проводимости петли связи

Для возбуждения в коаксиальном резонаторе колебаний электромагнитного поля, являющихся суперпозицией $ТЕМ_{0np}$ – типов, используется система из $N/2$ петель связи. При расчете волновой проводимости каждой петли будем исходить из реальной геометрии коаксиального резонатора и самой петли. Так как размеры петли (толщина и периметр) малы по сравнению с длиной волны основного типа ($ТЕМ_{001}$) и геометрическими размерами резонатора, будем полагать, что петля связи не искажает структуры поля, а явлением запаздывания можно пренебречь. В данном приближении петлю связи можно считать бесконечно тонкой. Второе допущение состоит в предположении отсутствия азимутальных СВЧ-токов, что позволяет представить петлю связи в виде рамки с током, геометрия которой представлена на рис.3, и, наконец, считается, что в резонаторе и в самой петле активных потерь нет, т.е. проводимость петли связи $Y_{пс}$ является чисто реактивной.

Для установившегося во времени гармонического процесса согласно закону Киргофа на зажимах 6-6 рамки с током действует стороннее напряжений $U = i\omega \Phi$. Тогда входная проводимость может быть определена:

$$Y_{пс} = -i \frac{I}{\omega \Phi}, \quad (2)$$

где U , I и Φ – комплексные амплитуды напряжения, тока и магнитного потока, изменяющихся по закону $e^{i\omega t}$ (в дальнейшем точки над обозначениями комплексных величин не ставим).

В этом случае величина проводимости $Y_{пс}$ зависит от распределения магнитного поля, в котором находится рамка. Полагаем, что именно рамка с током возбуждает электромагнитное поле, имеющее структуру $ТЕМ_{0np}$. Тогда магнитный поток Φ через площадь рамки S равен:

$$\Phi = \int_S \mu_0 \vec{H} d\vec{S} = \oint \mu_0 \vec{A} d\vec{l}, \quad (3)$$

где \vec{A} – запаздывающий комплексный вектор-потенциал, связанный с электромагнитным полем резонатора соотношениями:

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}, \quad (4)$$

$$\vec{E} = -i\omega\mu_0 \vec{A}. \quad (5)$$

Представим вектор-потенциал \vec{A} искомого поля вынужденных колебаний в виде:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_p a_p(t) \vec{A}_p(\vec{r}), \quad (6)$$

где $a_p(t)$ – неизвестные коэффициенты, определяющие интенсивность полей, возбуждаемых в резонаторе;

$\vec{A}_p(\vec{r})$ – комплексные амплитуды, удовлетворяющие уравнению:

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{A}_p(\vec{r}) - \omega_p^2 \varepsilon_0 \mu_0 \vec{A}_p(\vec{r})) = 0 \quad (7)$$

с граничными условиями $\vec{A}_p \times \vec{n} = 0$ на поверхности резонатора (\vec{n} – единичный орт нормали к этой поверхности, ω_p – частота собственных колебаний поля р-типа).

При этом нетрудно доказать, что собственные функции ортогональны. Запишем условие нормировки ортогональных собственных функций:

$$\frac{1}{V} \int_V \vec{A}_p \vec{A}_q dV = \begin{cases} 0, & \text{при } q \neq p, \\ 1, & \text{при } q = p, \end{cases} \quad (8)$$

где V – объем резонатора.

Введем обозначение $M_p = \oint_l \vec{A}_p d\vec{l}$ и с учетом вышеизложенного перепишем уравнение (3) для магнитного потока:

$$\Phi = \mu_0 \sum_p a_p \oint_l \vec{A}_p d\vec{l} = \mu_0 \sum_p a_p M_p. \quad (9)$$

Величину M_p (согласно определению [4,5]) по физическому смыслу можно трактовать как коэффициент взаимной индукции рамки с полем р-го собственного колебания.

Коэффициенты $a_p(t)$ в разложении (6) вычислим из первого уравнения Максвелла:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + i\omega\varepsilon_0 \vec{E}. \quad (10)$$

Для этого предположим, что плотность тока $\vec{J}(\vec{r}, t)$ можно разложить в ряд по собственным функциям:

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \sum_p j_p(t) \vec{A}_p(\vec{r}).$$

На основании (8) можно вычислить компоненты стороннего тока, соответствующие р-му типу колебаний:

$$j_p(t) = \frac{1}{V} \int_V \vec{J}(\vec{r}, t) \vec{A}_p(\vec{r}) dV. \quad (11)$$

Подставляя в уравнение (10) значения \vec{H} и \vec{E} , выраженные через вектор-потенциал \vec{A} (7-8), принимая во внимание (7) и учитывая ортогональность собственных функций \vec{A}_p , для р-го типа колебаний запишем:

$$a_p \varepsilon_0 \mu_0 (\omega_p^2 - \omega^2) = j_p.$$

В случае линейного тока рамки I , одинакового по всей ее длине, в соответствии с (11) величина j_p будет равна:

$$j_p = \frac{1}{V} I \oint_{\Gamma} \vec{A}_p(\vec{r}) d\vec{l} = \frac{1}{V} IM_p.$$

Тогда неизвестные коэффициенты a_p , входящие в выражение (9) для магнитного потока, могут быть определены через ток рамки и "коэффициент взаимной индукции" с помощью следующего соотношения:

$$a_p = \frac{IM_p}{\varepsilon_0 \mu_0 V (\omega_p^2 - \omega^2)}.$$

Окончательное выражение для магнитного потока после соответствующей подстановки принимает вид:

$$\Phi = \frac{I}{\varepsilon_0 V} \sum_p \frac{M_p^2}{(\omega_p^2 - \omega^2)}, \quad (12)$$

а уравнение (2) для определения входной проводимости петли связи $Y_{ПС}$ с учетом (12) записывается:

$$Y_{ПС} = i\varepsilon_0 V \frac{1}{\omega \sum_p \frac{M_p^2}{(\omega_p^2 - \omega^2)}}. \quad (13)$$

Соотношение (13) является достаточно общим и пригодно для расчета входной проводимости рамки с током в любом резонаторе при оговоренных допущениях. В нашем случае рамка с током возбуждает в коаксиальном резонаторе электромагнитное поле, которое может быть представлено в виде суммы TEM_{0p} – типов собственных колебаний. Согласно (5) проекции вектор-потенциала \vec{A}_p с точностью до постоянного множителя совпадают с проекциями электрического поля \vec{E} , которое имеет только одну компоненту E_r ($E_\phi=0, E_z=0$). Следовательно:

$$E_r = -i\omega\mu_0 \sum_p a_p A_{pr},$$

где $A_{pr} = \frac{ie_p}{\mu_0 \omega r} \sin(k_p z)$, $k_p = \pi p / L$, $p = 1, 2, 3, \dots$

"Коэффициент взаимной индукции" M_p определим с учетом теоремы Стокса:

$$M_p = \oint_{\Gamma} \vec{A}_p d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{A}_p d\vec{S}. \quad (14)$$

Подставляя в выражение для M_p $\text{rot}(r_0 A_{pr})$ и интегрируя по площади рамки S , получим:

$$M_p^2 = -\frac{e_p^2}{\omega^2 \mu_0^2} \ln^2 \left(\frac{R_B + l_3}{R_B} \right) \sin^2(k_p l_4). \quad (15)$$

Коэффициент e_p определяется из условия ортогональности (8) собственных векторов \vec{A}_p :

$$e_p^2 = -\frac{V\omega^2}{\left(\pi L \ln \left(\frac{R_H}{R_B} \right) \right)}. \quad (16)$$

Объединяя (15) и (16), запишем конечное выражение для "коэффициента взаимной индукции" рамки с магнитным полем TEM_{0p} типа:

$$M_p^2 = \frac{V \ln^2(l + i_3/R_B) \sin^2(k_p l_4)}{\pi l \ln(R_H/R_B)} \quad (17)$$

Окончательное соотношение для расчета входной проводимости петли связи в коаксиальном резонаторе с учетом (17) принимает вид:

$$Y_{ПС} = i \frac{\pi L \ln(R_H/R_B)}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0} k \ln^2 \left(\frac{R_B + 1_3}{R_B} \right) \sum_p \frac{\sin^2(k_p l_4)}{(k^2 - k_p^2)^2}}$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число свободного пространства.

Таким образом, полученное соотношение позволяет анализировать влияние геометрических размеров резонатора и самой петли на значение входной проводимости петли связи с учетом влияния высших типов колебаний ($p=2,3,4\dots$) электромагнитного поля. Проводимость петли $Y_{ПС}$ является входной проводимостью Y_{66} коаксиальной линии квадратного сечения с волновой проводимостью [1]. Тогда, если воспользоваться известными из теории длинных линий [1,5] соотношением пересчета проводимостей, входное сопротивление Y_{55} коаксиальной линии со стороны резонаторов АЗС может быть определено из известного соотношения:

$$Y_{55'} = iY_{65}^0 \frac{\sin(kt_s) + \frac{Y_{66}}{iY_{65}^0} \cos(kt_s)}{\cos(kt_s) - \frac{Y_{65}}{iY_{65}^0} \sin(kt_s)}$$

Остается теперь пересчитать проводимость $\frac{1}{2}Y_{55'}$ на вход пространства взаимодействия к зажимам 1-1 с учетом волновых проводимостей Y_{mn}^0 отрезков длинных линий, которыми мы заменили резонатор, и рассчитать согласно [1] проводимость Y_n .

1.2. Расчет входной проводимости Y_{11} .

Входная проводимость $\frac{1}{2}Y_{55'}$ является фактически входной проводимостью анодной замедляющей системы, которая является системой лопаточного типа со сложной формой ламелей. Причем для рабочего вида колебаний можно считать, что каждый резонатор АЗС одинаково связан через коаксиальную линию с петлей связи и стабилизирующим резонатором. Это позволяет рассматривать АЗС как одноступенчатую (равнорезонаторную) систему. Тогда проводимость может быть определена как проводимость резонатора АЗС, нагруженного на проводимость коаксиальной линии $\frac{1}{2}Y_{55'}$. Переменная

вдоль радиуса высота ламели (рис. 1) затрудняет точный расчет проводимости резонатора.

Поэтому аппроксимируем линейное изменение высоты ламели ступенчатыми переходами, как показано на рис. 4, т.е. каждый резонатор представим последовательностью однородных отрезков секторных линий различной высоты. Для расчета входных проводимостей таких линий воспользуемся известным соотношением (11.31) из [1]. В обозначениях рис. 4 это со-

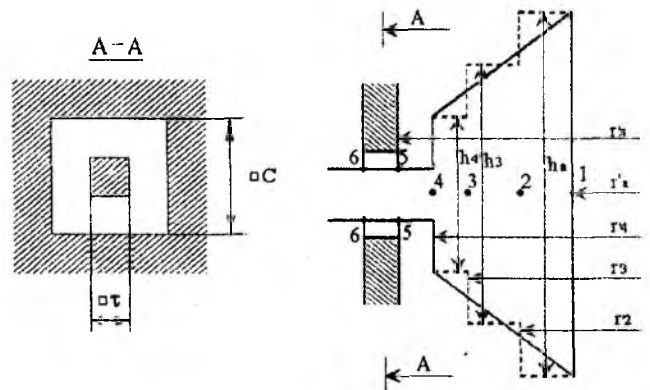


Рис. 4

отношение записывается в следующем виде:

$$Y_{BX}^{k-1} = i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{h_k}{r_k} \frac{J_0(kr_{k-1}) - SN_0(kr_{k-1})}{J_1(kr_{k-1}) - SN_1(kr_{k-1})}, \quad (18)$$

$$\text{где } S = \frac{J_1(kr_k)Y_{\text{вх}}^k - i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{h_k}{r_k} J_0(kr_k)}{N_1(kr_k)Y_{\text{вх}}^k - i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{h_k}{r_k} N_0(kr_k)}, \quad k = 5, 4, 3, 2, 1.$$

Используя это соотношение, можно рассчитать входную проводимость Y_{11}' , полагая что $Y_{11}' = Y_{BX}'$, а $Y_{BX}^5 = \frac{1}{2} Y_{55}'$. При этом учитывается, что резонатор локаторного типа является кольцевым сектором с центром пересечения образующих, не совпадающим с центром симметрии самой АЗС [2]. Следовательно, перед тем как пользоваться выражением (14) для расчета Y_{11}' , в соответствии с [2] следует откорректировать радиусы образующих отрезков секторных линий, т.е. выполнить пересчет радиусов всех r_k' :

$$r_k = r_k' - r_0, \quad (19)$$

$$\text{где } r_k' - \text{истинные радиусы, а } r_0 = \frac{\tau}{2 \sin(\pi/N)}.$$

При расчете собственных резонансных частот видов колебаний самой АЗС из условия резонанса (1), как уже было отмечено выше, Y_{11}' можно рассчитывать также с помощью соотношения (18), принимая во внимание (19). Проводимость Y_{55}' при этом считается равной ∞ (для численных расчетов достаточно брать 10^5), что соответствует короткому замыканию и отсутствию связи со стабилизирующим резонатором.

Проводимость эквивалентного контура на зажимах 1-1' со стороны пространства взаимодействия Y_n определяется с помощью теории поля и согласно (11.37) из [1], а для Y_n можно записать:

$$Y_n = i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{Nh_a}{2\pi r_a} \sum_m \left(\frac{\sin \gamma \Theta}{\gamma \Theta} \right)^2 \frac{z(kr_a)}{z'(kr_a)},$$

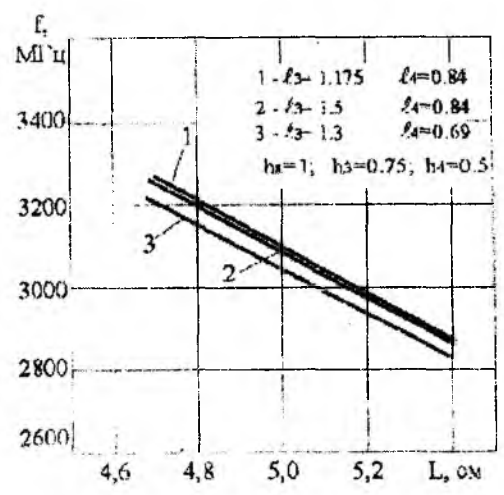
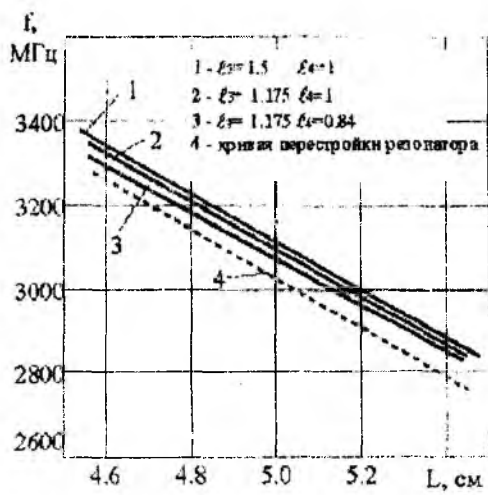
$$\text{где } \gamma = n + mN, \quad \Theta = \frac{\pi}{N} - \frac{\tau}{2r_a}.$$

Таким образом, мы получили полный набор соотношений для расчета электродинамических характеристик КМ(ТЕМ) без выводов энергии.

2. Анализ результатов расчета электродинамических характеристик КМ(ТЕМ)

Резонансная частота рабочего N/2 – вида колебаний анодной замедляющей системы равна $f_{0АЗС} = 2161$ МГц и согласно результатам численного счета лежит ниже диапазона перестройки КМ(ТЕМ), а сами кривые перестройки близки к кривой перестройки ТЕМ₀₀₁ типа колебаний поля стабилизирующего коаксиального резонатора. Большое влияние на перестройку магнетрона $f(L)$ оказывают размеры петли связи l_3 и l_4 , причем с уменьшением площади петли связи кривая $f(L)$ приближается к кривой перестройки самого резонатора, что и показано на рис. 5, а.

Однако основное влияние площадь петли связи оказывает на величину коэффициента стабилизации $S(f)$ по всему диапазону перестройки. Опять-таки уменьшение размеров петли связи резко увеличивает $S(f)$. При этом увеличивается изменение $S(f)$ в зависимости от перестройки самого прибора, т.е. при малых значениях площади петли связи, а особенно с уменьшением l_4 , наклон зависимости $S(f)$ растет, что отображает рис.6. Аналогичное влияние размер петли связи оказывает также и на характеристическую проводимость системы $Y_c(f)$.



а

б

Рис. 5

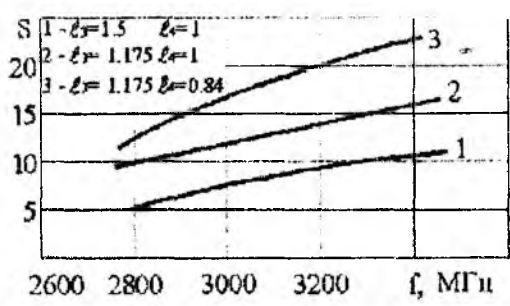
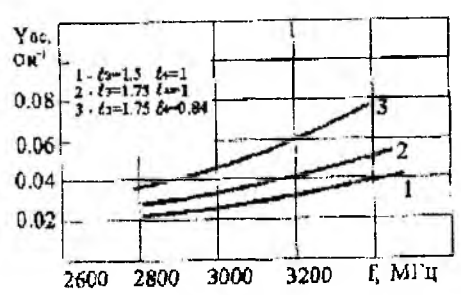
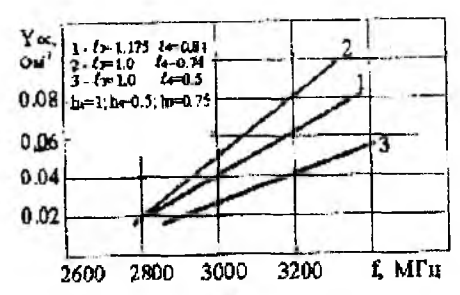


Рис. 6

На рис. 7, а приводятся диапазонные зависимости величин характеристической проводимости системы $Y_c(f)$ от размера петли связи для одного периода АЗС.



а



б

Рис. 7

Как следует из рис. 6-7, а, размером петли связи можно эффективно управлять значениями $S_1(f)$ и $Y_c(f)$, а следовательно, и параметрами, которые определяют электронику магнетрона – скоростью нарастания анодного напряжения, электронной проводимостью облака пространственного заряда, выходной мощностью, к.п.д. и т.д.

На величину $S(f)$ и $Y_c(f)$ оказывают влияние также и размеры ламелей АЗС (на кривые перестройки это влияние незначительно). С уменьшением размеров ламелей (h_a, h_2, h_3, h_4) резко уменьшается Y_{0AZC} , что приводит также и к уменьшению волновой проводимости всей системы и коэффициентов всей системы и коэффициентов стабилизации в том числе.

На рис. 5, б и рис. 7, б показаны зависимости $S(f)$ и $Y_c(f)$ для КМ(ТЕМ), у которого ламели АЗС в два раза меньше (в аксиальном направлении) по сравнению с основным вариантом. На взаимную связь колебаний поля резонатора и замедляющей системы оказывает также и размер окна связи, через которое петля связи переходит в ламель резонатора АЗС. Уменьшение размера окна выравнивает по

диапазону перестройки величину $S(f)$, при этом значение коэффициента стабилизации незначительно уменьшается.

Еще один эффективный способ управления величинами $S(f)$ и $Y_c(f)$ – изменение трапецеидальности ламелей. Однако при этом будет в значительной степени меняться собственная резонансная частота и взаимное расположение полос пропускания АЗС (4). И если добиваться уменьшения побочных колебаний, то следует стремиться к большей трапецеидальности ламелей $h_a/h_0 \gg 1$, которая допустима тепловым балансом АЗС и всей резонансной системы.

Сопоставление полученных результатов с результатами расчета электроники магнетрона позволяет выбрать оптимальную геометрию КМ (ТЕМ) и выполнить оптимизацию на стадии проектирования.

Список литературы: 1. Магнетроны сантиметрового диапазона. Т.1 Пер. с англ. под ред. С.А.Зусмановского. М.: Сов. радио, 1950. 420 с. 2. Шлифер Э.Д. Расчет многорезонаторных магнетронов. М.: Изд. МЭИ, 1966. 142с. 3. Ганстон М.Р.А. Справочник по волновым сопротивлениям фидерных линий СВЧ / Пер. с англ. под ред. А.З. Фрадина. М.: Связь, 1976. 152 с. 4. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны. М.: Сов. радио, 1971. 662 с. 5. Рамо С., Дж. Уинери. Поля и волны в современной радиотехнике. М.: ОГИЗ – Гостехиздат, 1948. 631 с. 6. Ширман Я.Д. Радиоволны и объемные резонаторы. М.: Связь-издат, 1959. 379 с. 7. Жданов Н.Н., Головаш С.А., Писаренко В.М. Исследование Т-образной гребенчатой замедляющей системы // Радиотехника. 1984. Вып. 70. С. 87 — 90.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 22.04.01

СИНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К АНАЛИЗУ КООПЕРАТИВНОГО ВЛИЯНИЯ НИЗКОИНТЕНСИВНОГО КВЧ-ВОЗДЕЙСТВИЯ И ТЕПЛОВЫХ ШУМОВ НА ОДНОКЛЕТОЧНЫЕ ОРГАНИЗМЫ

Первые биологические эксперименты были поставлены в 1965 г., как только появились перестраиваемые в широкой полосе частот генераторы миллиметровых волн (ЛОВ-О). В качестве биологических объектов для экспериментов были выбраны различные микроорганизмы и лабораторные животные (мышь, крысы). Первый опыт клинического применения миллиметровых волн относится к 1977 г. и использовался для лечения язвенных заболеваний желудка и 12-перстной кишки, а также некоторых заболеваний глаз. Первые клинические исследования особенностей взаимодействия ММ-волн с человеческим организмом были проведены в начале 80-х годов.

Повышенный интерес к воздействию КВЧ-излучения (крайне высокочастотного излучения) в биологии и медицине в первую очередь обусловлен тем, что миллиметровые волны (ММВ) малой (ниже гигиенической нормы) мощности оказались значимыми для биологических объектов. Был также зарегистрирован резонансный отклик и в некоторых органических соединениях. Со временем проявление КВЧ-эффекта была обнаружена и в простых химических соединениях, таких как вода и водные растворы.

Экспериментальные результаты, накопленные в области электромагнитобиологии, выделили в отдельную группу так называемые слабые (сверхслабые) внешние воздействия, что обусловило появление нового понятия «парадоксы слабых воздействий». Эффективное воздействие миллиметровых волн является частью общей проблемы воздействия слабых и сверхслабых электромагнитных полей на живые организмы. Сильные воздействия являются в сущности энергетическими воздействиями, при которых какой-либо биологический эффект достигается исключительно нагревом объекта, т.е. тепловым влиянием.

С другой стороны энергия слабых воздействий часто оказывается соизмерима с энергией собственных процессов жизнедеятельности биологического объекта. В некотором смысле слабые воздействия можно сравнивать с гомеопатическим эффектом лекарственных препаратов. С проблемой таких воздействий сталкиваются не только в области электромагнитобиологии, но и в различных областях химической физики. Таким образом, когда говорят о сверхслабых воздействиях, то, в отличие от энергетического (теплого), как правило, считают, что имеют дело с так называемым «информационным» характером воздействия.

Природа такого рода воздействия миллиметровых волн до сих пор не достаточно ясна. Это в первую очередь связано с отсутствием понимания механизма взаимодействия КВЧ-излучения с биологическим объектом.

Значение энергетического порога определяется уровнем мощности КВЧ-излучения, который не вызывает тепловых эффектов. Нетепловым общепринято считать воздействие миллиметровых волн, которое не приводит к нагреву облучаемой среды выше $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Значение такого энергетического порога определяется величиной $P_{\text{пор}}=10\text{ мВт/см}^2$ [1]. Иногда удобно рассматривать порог чувствительности биологического объекта к КВЧ-воздействию, который определяется плотностью потока мощности $P_{\text{чувст}}=10\text{ мкВт/см}^2$. В то же время имеются данные о нечувствительности биологического объекта к воздействию при поверхностной плотности потока мощности более 10 мВт/см^2 .

Для многих биологических объектов характерно большое процентное содержание воды. С высокой поглощательной способностью воды электромагнитных волн миллиметрового диапазона связан ряд эффектов, играющих большую роль в биофизике, а также при объяснении механизмов взаимодействия миллиметровых волн с жидкими (водными) средами. Поглощение миллиметрового излучения молекулами воды приводит к специфическому для этого диапазона длин волн избирательному нерегулярному микронагреву водных сред, что обуславливает образование температурных градиентов как на поверхности, так и с глубиной. Даже при низком абсолютном значении мощности падающего излучения вследствие больших тепловых градиентов возникает конвективное движение жидкости на границе раздела фаз.

В случае водных растворов различных биологических жидкостей необходимо также учитывать нерезонансное влияние электромагнитного излучения (ЭМИ) на конвективное движение жидкости. Экспериментально конвекция была зарегистрирована при пороговых значениях плотности потока

мощности порядка $0.5...1$ мВт/см², причем во всех случаях не удалось зафиксировать локальных изменений температуры растворов при чувствительности методов измерения не хуже 0.1 °С [2].

Терминологическая проблема, связанная с определением теплового и информационного КВЧ-воздействия широко, обсуждалась в конце 80-х – начале 90-х годов, и на то время нашла свое решение [1, 2]. С учетом полученных новых экспериментальных результатов [3-5], мы предлагаем рассмотреть эту проблему с синергетической точки зрения для низкоинтенсивных воздействий. Может ли сверхслабое КВЧ-воздействие носить исключительно тепловой (энергетический) характер? На наш взгляд может, если под тепловым воздействием понимать воздействие, некогерентная энергия которого используется для активации самоорганизационных процессов сложной иерархической структуры организма. В этом случае управляющая функция полностью принадлежит самоорганизационной структуре, а энергия воздействия выступает в роли своеобразного источника питания. Мы предлагаем назвать такое воздействие «синергетическим».

В свою очередь информационным можно считать воздействие, которое выполняет управленческую функцию, навязывая свою динамику организационной структуре. Принципиальное различие двух этих воздействий заключается в том, что первое лишь стимулирует собственные самоорганизационные процессы организма, в то время как второе осуществляет «сверхорганизационные» биологические функции, непосредственно регулируя процессы жизнедеятельности.

С учетом большого многообразия форм живых организмов, чувствительных к КВЧ-воздействию и обладающих только им присущими внутренними динамиками, а также принимая во внимание, что КВЧ-эффекты были зарегистрированы и в органических и неорганических растворах, информационный механизм кажется маловероятным.

На наш взгляд самоорганизационная проявленность эффекта КВЧ-воздействия заключается в микронагреве водных сред в области внешних границ их кластеров при рассеивании энергии воздействия на неоднородностях молекулярных структур. При этом водная среда становится биологически активной.

Особого внимания заслуживает проблема подпорогового воздействия КВЧ-излучения (где под порогом понимается уровень теплового воздействия) на биологические объекты. В работе [8] внимание уделяется реакции дрожжевых клеток на облучение миллиметровых волн низкой интенсивности. Наблюдения за дрожжевыми клетками, проведенные нами с помощью оптико-телевизионной аппаратуры, не показали реакции при воздействии в реальном масштабе времени. В связи с этим возникает проблема достоверной регистрации биологического эффекта при КВЧ-воздействии.

Несмотря на то, что литературные источники свидетельствуют о достоверно наблюдаемых лечебных результатах [6-10], по оценкам специалистов в практической медицине часто не удается добиться четкой проявленности биологического эффекта при КВЧ-воздействии. Это прежде всего можно связать с отсутствием наработанных методик КВЧ-терапии, так как все основные работы, описывающие лечебный эффект, датируются, начиная с 1995 года, а методологических работ по КВЧ-терапии за указанный срок почти не выходило [6, 10]. Другой, не менее важной причиной невысокой эффективности КВЧ-терапии на практике можно считать аппаратное несовершенство КВЧ-приборов, что непосредственно связано с отсутствием понимания механизма взаимодействия КВЧ-излучения с биологическими объектами.

На основе вышесказанного можно сделать вывод о том, что проблема КВЧ-терапии находится на стадии становления. В связи с этим авторы видят следующие пути решения проблемы развития КВЧ-терапии:

- выявление механизма взаимодействия КВЧ-излучения с биологическими объектами;
- разработка методик применения КВЧ-терапии при лечении конкретных заболеваний;
- оптимизация параметров электромагнитных волн миллиметрового диапазона и КВЧ-аппаратуры с целью повышения эффективности лечения и диагностики.

Существенно приблизиться к пониманию механизма взаимодействия ММ-волн с биологическими объектами помогли экспериментальные работы [3, 4]. В этих работах впервые удалось отделить объект воздействия от биологического объекта, что позволило произвести экспериментальные исследования, исключив субъективные факторы. Таким объектом оказалась вода, которая во многом определяет специфическую резонансную проявленность эффекта по частоте. Как показали дополнительные исследования, водные растворы и сам биологический объект имеют сходные резонансные спектры с дистиллированной водой.

При этом был выявлен целый ряд резонансных частот, отличных от ранее использованных в КВЧ-аппаратуре. Теми же авторами была предложена методика прецизионно-волновой терапии [11].

Однако практическое использование данного метода радиоспектроскопии значительно затруднено из-за высокой сложности организации эксперимента. Как свидетельствуют авторы [5], их метод оказался чрезвычайно труден даже в экспериментальном воспроизведении результатов другими исследователями.

Одним из условий проявленности биологического эффекта при реализации данного метода радиоспектроскопии является низкоинтенсивное КВЧ-воздействие и крайне низкий уровень мощности регистрируемого СВЧ-отклика, что требует обеспечения предельной чувствительности СВЧ-радиометра и значительного ослабления радиопомех.

Главной целью настоящего исследования является получение достоверной и наглядной информации о динамике поведения одноклеточных живых организмов под воздействием теплового и КВЧ-излучения.

В последние годы особым вниманием стали пользоваться методики комбинированного воздействия на биологический объект [6], где предполагается, что совместное действие КВЧ-излучения, постоянного или переменного магнитных и электрических полей, лазерного излучения видимого и инфракрасного диапазонов, что в разнообразных комбинациях может привести к усилению или ослаблению лечебного эффекта.

С этой точки зрения совместное воздействие лампы накаливания и КВЧ-генератора может рассматриваться как комбинированное воздействие на биологический объект.

Авторы настоящей статьи разрабатывают вопросы взаимодействия сильно зашумленных низкоинтенсивных детерминированных воздействий с нелинейными и неравновесными системами [12], какими являются и биологические объекты. При этом наибольший интерес вызывает проблема совместного, кооперативного воздействия низкоинтенсивного КВЧ-излучения и теплового шумового излучения на биологический объект.

В качестве исследуемого объекта были выбраны равноресничные инфузории *Paramecium caudatum*. Выбор инфузорий был обусловлен тем, что эти организмы, обитающие в воде и постоянно движущиеся в ней, часто приближаются к поверхности, где вода особенно активно поглощает КВЧ-излучение миллиметровых длин волн. Подбором определенного уровня воды в чашке Петри и длин волн можно достичь измеряемой реакции инфузорий на воздействие КВЧ во всем объеме жидкости. Было выдвинуто предположение, что реакция на воздействие КВЧ-излучения должна заключаться в изменении подвижности инфузорий при облучении ММВ по отношению к их подвижности в нормальных условиях (без КВЧ-воздействия).

Методика регистрации поведения инфузорий была следующей. В ходе наблюдений было замечено, что траектории движения инфузорий в объеме жидкости случайны, а их концентрация в разных частях объема в произвольный момент времени практически постоянна. Поэтому о степени их подвижности можно судить по частоте пересечения линии, проведенной на дне чашки Петри. В качестве источника излучения был использован генератор Г4-142, генерирующий колебания в миллиметровом диапазоне длин волн, мощность которых можно изменять. Передача КВЧ-излучения от генератора осуществлялась по диэлектрическому волноводу. Облучение культуры, помещенной в чашку Петри, производилась с помощью рупорной антенны. Исследование проводилось на фиксированной частоте

52 ГГц. Источником теплового воздействия служила лампа подсветки микроскопа, мощность которой существенно превышала КВЧ-излучение. Оптико-телевизионное наблюдение велось с помощью ПЗС-камеры (прибор с зарядовой связью), подключенной к компьютеру. Схема экспериментальной установки для наблюдения поведения инфузорий под воздействием КВЧ излучения приведена на рис. 1, где 1-генератор Г4-142; 2-диэлектрический волновод; 3-рупорная антенна; 4-чашка Петри с инфузориями; 5-ПЗС-камера; 6-персональный компьютер; 7-штатив; 8-штатив.

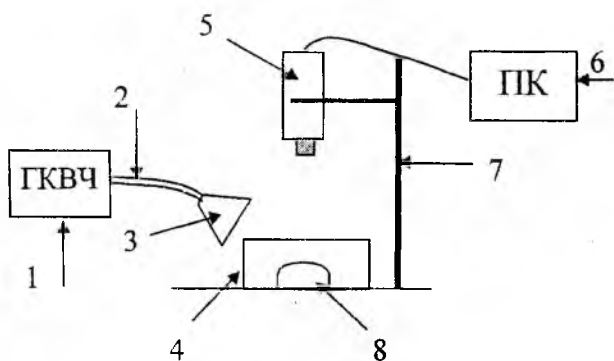


Рис. 1

В ходе опыта были получены временные зависимости частоты пересечения N . Частота пересечений N определялась как число инфузорий, пересекающих линию наблюдения в единицу времени t при различных плотностях потока мощности облучения. Объем среды, содержащей инфузории, а также их количество от опыта к опыту были одинаковы. Необходимым условием эксперимента явля-

ется смена групп одноклеточных организмов в среде облучения в последующих опытах. Графики временной зависимости интенсивности движения $N=f(t)$ (частоты пересечения линии) при различных уровнях мощности облучения приведен на рис. 2, где 1 – зависимость $N=f(t)$ без КВЧ-воздействия; 2 – зависимость $N=f(t)$ при КВЧ-воздействии с $P=100$ мкВт; 3 – зависимость $N=f(t)$ при КВЧ-воздействии с $P=1$ мкВт.

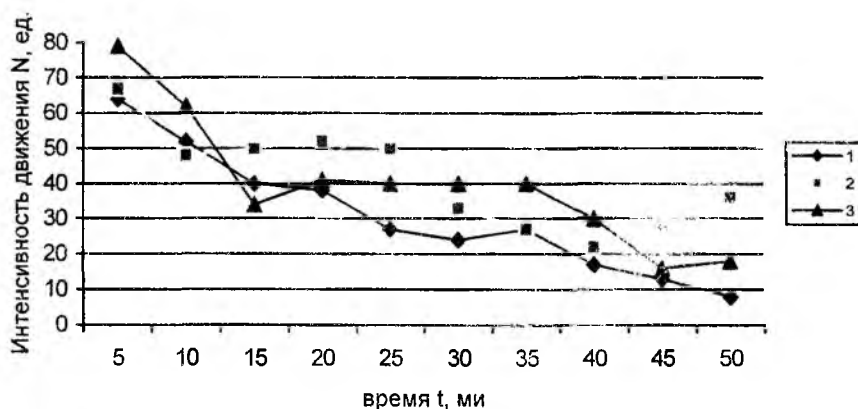


Рис. 2

В ходе опыта были получены результаты, суть которых сводится к следующему. Одноклеточные живые организмы реагируют не только на тепловое воздействие (лампы накаливания), но и на нетепловое КВЧ-воздействие различной интенсивности. Причем, в зависимости от интенсивности воздействия изменялся характер поведения одноклеточных организмов. Более четко указанная специфика видна на графиках трендовой зависимости, которые были построены на основе логарифмического закона аппроксимации и сглаживания. Графики трендовой зависимости интенсивности движения $N=f(t)$ при различных уровнях мощности облучения представлены на рис. 3, где 1 – трендовая зависимость $N=f(t)$ без КВЧ-воздействия; 2 – трендовая зависимость $N=f(t)$ при КВЧ-воздействии с $P=100$ мкВт; 3 – трендовая зависимость $N=f(t)$ при КВЧ-воздействии с $P=1$ мкВт.

Согласно трендовым зависимостям, представленным на рис. 3, видно, что тепловое шумоподобное излучение со временем приводило к угнетению двигательной активности одноклеточного организма, а КВЧ-излучение стимулировало подвижность инфузорий. КВЧ-излучение мощностью $P_{обл}=1$ мкВт оказывало стимулирующее действие уже на первых минутах эксперимента. Реакция на облучение мощностью 100 мкВт появлялась несколько позже, но имела более выраженный характер.

Следует отметить, что, согласно визуальному наблюдению реакция, инфузорий не проявлялась мгновенно. Численно оценить инерционность реакции одноклеточных организмов данным методом невозможно. Обращает на себя внимание тот факт, что угнетающее воздействие теплового источника носит монотонный характер, в то время как реакция организма, при КВЧ-воздействии, изменяется во времени. Флуктуирующий характер отклика биологических сред на воздействие слабых магнитных и электромагнитных полей отмечался и в работе [17]. Природа этого явления требует дальнейшего исследования.

В данной работе обсуждается синергетический механизм взаимодействия КВЧ-энергии с биологическими объектами. Предложена трактовка «синергетического» и информационного характера для низкоинтенсивного КВЧ-воздействия. Исследуется чувствительность одноклеточных организмов (*Paramecium caudatum*) к КВЧ-воздействию. Приводится оценка чувствительности по изменению динамики их подвижности при тепловом воздействии в присутствии и отсутствии КВЧ-излучения. Экспериментальные результаты получены с помощью визуальной регистрации, с использованием компьютерной видеоаппаратуры.

При повторном облучении инфузорий, их активность существенно отличалась от первого сеанса облучения. Организмы оказывались менее чувствительными к КВЧ-излучению. Аналогичная реакция одноклеточных организмов была замечена и на других частотах, отличных от 52 ГГц.

Результаты от опыта к опыту были нестабильны, и авторы акцентируют внимание не на численных значениях, а на характере зависимости. Планируется проведение эксперимента по подбору оптимальной частоты воздействия, а также модернизация методики наблюдения для обеспечения большей достоверности результатов измерений.

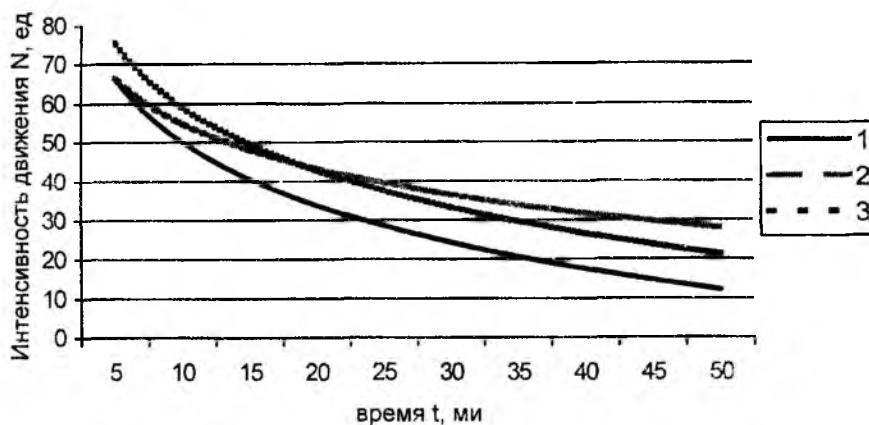


Рис. 3

Согласно полученным результатам тепловое шумоподобное излучение оказывает действие, противоположное низкоинтенсивному КВЧ-излучению. Механизмы воздействия излучения КВЧ-генератора и лампы накаливания отличны. Энергия кванта излучения в миллиметровом диапазоне не в состоянии вызвать молекулярных нарушений в структуре воды и скорее всего рассеивается на неоднородной границе молекулярного кластера, осуществляя микронагрев среды. Такой процесс может способствовать как повышению структуризации водной среды, так и наоборот, в зависимости от исходного состояния, что стабилизирует динамическое состояние среды жизнедеятельности одноклеточного организма. Энергия теплового излучения способна разорвать часть межмолекулярных связей, что нарушает равновесное состояние среды.

По результатам эксперимента сделать однозначный вывод, какой именно характер, «синергетический» или информационный, носит КВЧ-воздействие, нельзя.

Очевидным является тот факт, что, несмотря на сильные внешние и внутренние шумовые процессы, в системе одноклеточные организмы-вода заложен механизм повышенной чувствительности к присутствию КВЧ-излучения, вызывающего стимулирующее действие.

Список литературы: 1. Иткин В.Д. Биологические эффекты миллиметровых волн и корреляционный метод их обнаружения. Харьков: «Основа», 1990. 248 с. 2. Девятков Н.Д., Голант М.В., Бецкий О.В. Миллиметровые волны и их роль в процессах жизнедеятельности. М.: «Радио и связь», 1991. 168 с. 3. Петросян В.И., Житенева Э. А. и др. Физика взаимодействия миллиметровых волн с объектами различной природы // Радиотехника. М.: 1996. № 9. С. 20-31. 4. Синицин Н.И., Петросян В.И., Елкин В.А., и др. Особая роль системы «миллиметровые волны – водная среда» в природе // Биомедицинская радиоэлектроника. М.: 1998. № 1. С. 5-23. 5. Синицин Н.И., Петросян В.И., Елкин В.А. «СПЕ-эффект» // Радиотехника. М.: 2000. № 8. С. 83-93. 6. Миллиметровые волны в медицине и биологии / Под ред. Н.Д. Девяткова. М.: ИРЭ РАН, МГА «КВЧ», 1995. 245 с. 7. Бецкий О.В., Девятков Н.Д., Лебедева Н.Н. Лечение электромагнитными полями, Часть 2. Классификация электромагнитных волн по частотам (шкала электромагнитных волн) // Биомедицинская радиоэлектроника. 2000. № 10. С. 3-13. 8. Лагутин М.Ф., Басецкий В.Л. К вопросу о КВЧ биоэлектродинамики и терапии / 3-я международная конференция «Теория и техника передачи, приема и обработки информации». Туапсе. Харьков: ХТУРЭ, 1997. С. 310. 9. Гуляев А.И., Петросян В.И., Лисенкова Л.А. и др. Теория и практика спектрально-волновой диагностики и прецизионно-волновой терапии // Радиотехника. № 9. 1996. С. 35-43. 10. Гемба В.Н. Создание физиотерапевтических приборов для воздействия комплексами низкоинтенсивных электромагнитных полей на раны мягких тканей человека: Дис... канд. техн. наук: 05.11.17. К. 2000. 202 с. 11. Буц В.А., Огиенко А.А., Лагутин М.Ф. Нелинейная обработка сигналов с использованием стохастического резонанса / 2-я международная конференция «Теория и техника передачи, приема и обработки информации». Туапсе. Харьков: ХТУРЭ, 1996. С. 39. 12. Огиенко А.А. Стохастических резонанс в биосредах / 1-й международный молодежный форум «Электроника и молодежь в XXI веке». Харьков: ХТУРЭ, 1997. С. 13.

РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ МЕДИЦИНСКОЙ ИНФОРМАЦИОННО-АНАЛИТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛИТРАВМ

Развитие компьютерных технологий позволяет обеспечить практически мгновенную связь по сети, через спутник, по телефону через интернет, что дает возможность получить или передать необходимую информацию, связаться и проконсультироваться со специалистом; применение в медицине таких технологий имеет очень большое значение. Поэтому создание на базе современных компьютерных технологий медицинской информационно-аналитической системы с дружеским интерфейсом на базе персонального компьютера, расширение ее в компьютерную сеть лечебного учреждения с последующим объединением в региональную информационно-аналитическую систему продолжает оставаться весьма актуальной задачей.

За последние два десятилетия был предложен ряд машинно-ориентированных историй болезни, медицинских информационных и интеллектуальных систем. Однако они не нашли пока широкого применения во врачебной практике [1], о чем свидетельствует то, что до настоящего времени история болезни пациента в большинстве случаев хранится и используется в виде журнала, куда вносят наблюдения врача, назначения, а также вклеивают данные лабораторного мониторинга. Основные сложности при создании таких систем обусловлены трудностями формализации медицинских данных и их недостаточной точностью. А между тем снижение оперативности в получении, обработке и анализе информации при принятии решения недопустимо, когда речь идет о спасении жизни.

Кратко напомним особенности и свойства медико-биологических данных.

Все медико-биологические данные можно разделить на:

1. Качественные признаки (цвет кожных покровов, наличие боли и т.д.).
2. Единичные числовые данные (отчеты: температура тела, артериальное давление и т.д.).
3. Динамические признаки (процессы: ЭЭГ, ЭКГ и т.д.).
4. Статические картины (рентгенограммы, сканограммы и т.п.).
5. Динамические картины (поле биопотенциалов, ЭКГ и др.).

К особенностям медицинских данных следует отнести:

- Количество показателей превышает количество элементов (в то время как для большинства математических методов обработки данных необходимо обратное соотношение).
- Индивидуальные особенности биологического объекта, зависимость его состояния от трудно учитываемых факторов случайной природы, что приводит к большой дисперсии измеряемых показателей, сильному пересечению их по значениям и появлению зон неразличимых состояний.
- Показатели состояния биомедицинских объектов часто сильно взаимосвязаны.
- В ряде случаев для измерения медико-биологических параметров требуется проведение сложных громоздких исследований. Ошибки при этом трудно исправить.
- В числовых матрицах имеются пропуски.
- Числовые таблицы одновременно содержат и качественные и количественные показатели.

Качественные показатели подразделяются на:

- показатели 1-го рода – отражающие результаты осмотра, жалобы, описание внешнего вида и т.д.;
- показатели 2-го рода – определяемые с помощью технических средств и используемые для качественного описания зарегистрированных сигналов (наличие или отсутствия зубца на ЭКГ и др.).

Количественные показатели:

- показатели 1-го рода – показатели, не имеющие четкой физической интерпретации и введенные для сугубо качественного сопоставительного описания (сократительная способность миокарда, тонус мышц, сердечный индекс);
- показатели 2-го рода – показатели, совпадающие с соответствующими физическими параметрами (частота сердечных сокращений, скорость кровотока, артериальное давление, кислотность).

Предметом наших исследований является медицинская информационно-аналитическая система для исследования политравм (политравма – это повреждение двух и более анатомо-физиологических областей (АФО) человека (АФО – группа органов или тканей, связанных общностью анатомического расположения и функциональных отпавлений).

Первым направлением наших исследований стало решение задачи формального описания первичных медицинских данных. Ее решение прежде всего связано с выбором языка, предназначенного для кодирования элементов информации и взаимосвязей между ними.

Построение классификатора для политравмы основывается на анализе состава и структуры первичных данных и выявления полного набора показателей признакового пространства [2].

Ввиду того, что политравма предполагает полисистемную и полиорганную пораженность, она весьма вариабельна и на практике представлена в самых различных сочетаниях АФО, число которых на уровне системно-функциональных областей достигает нескольких сотен вариантов, а на уровне органов сотен тысяч [2].

Для решения задачи формализации и кодирования диагнозов в Институте общей и неотложной хирургии АМН Украины разработан способ формализованной записи диагнозов, операций и осложнений [2]. Для кодирования используется переменная буквенно-кодовая структура, отображающая обычную словесную запись в буквенно-цифровой код:

$$A_i b_j [a_1^l(c_1), \dots, a_m^k(c_n)], \quad (1)$$

где A_i – травмированные АФО; b_j – отношение к кожным покровам и полостям; a_m^k – травмированные органы; c_n – характер повреждения органов.

С помощью подобного классификатора можно кодировать диагноз политравмы с достаточным уровнем точности. При необходимости, в зависимости от профиля лечебного учреждения или решаемой научной или практической задачи, можно детализировать (расширять) или обобщать (сужать) сам классификатор [2]. Предложенный метод классификации и последующего кодирования позволяет представить, например, диагноз в виде кодовой структуры, состоящей из последовательной записи символов буквенно-числового кода (1).

Классифицированная подобным образом информация позволяет применить к медицинским данным методы статистической обработки: кластеризацию, факторный, корреляционный и регрессионный анализ и др., что позволяет выбрать показатели, влияющие на состояние пациента в данный момент времени.

Особенности медико-биологических данных, их свойства, формализованные данные представляют собой предметную область для построения базы знаний медицинской информационно-аналитической системы (МИС).

Использование рассмотренного метода формализации медико-биологических данных позволило кафедре РЭУ ХТУРЭ совместно с отделением шока Института общей и неотложной хирургии АМН Украины в рамках комплексной НИР разработать модель МИС "Политравма".

Модель МИС дает возможность осуществлять:

- многомерный клинический мониторинг физиологических параметров больных с политравмой;
- информационное обеспечение решения задач ранней диагностики и прогнозирования органной и полиорганной недостаточности больных с политравмой;
- информационное обеспечение для научных исследований при исследовании полиорганной недостаточности;
- выдачу информационно-советующего сообщения лицу, принимающему решение для оценки степени тяжести больного с органной и полиорганной недостаточностью.

Медицинская информационная система "Политравма" включает в себя: базу данных (БД), базу знаний (БЗ), подсистему динамического мониторинга параметров пациента и подсистему принятия решений.

Структурная схема МИС "Политравма" изображена на рис. 1.

В реляционную БД МИС "Политравма" поступают данные первичного осмотра и первичные данные о пациенте.

Основные функции, которые она выполняет, состоят в следующем: ввод первичной информации; обработка, хранение, отображение, вывод информации для принятия врачом соответствующего решения.

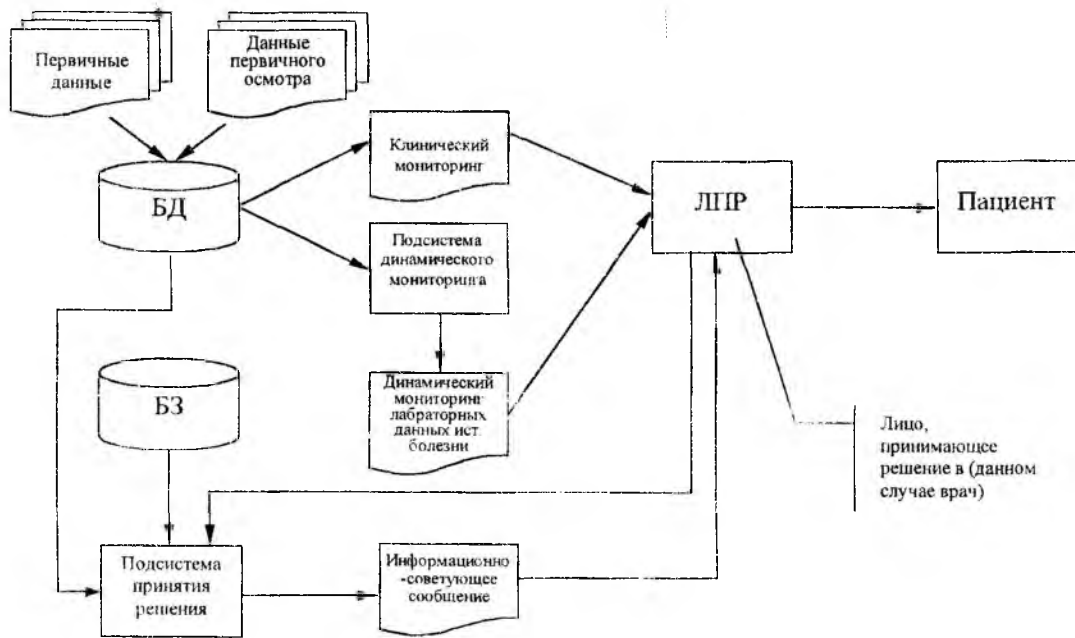


Рис. 1

Структура БД показана на рис 2.

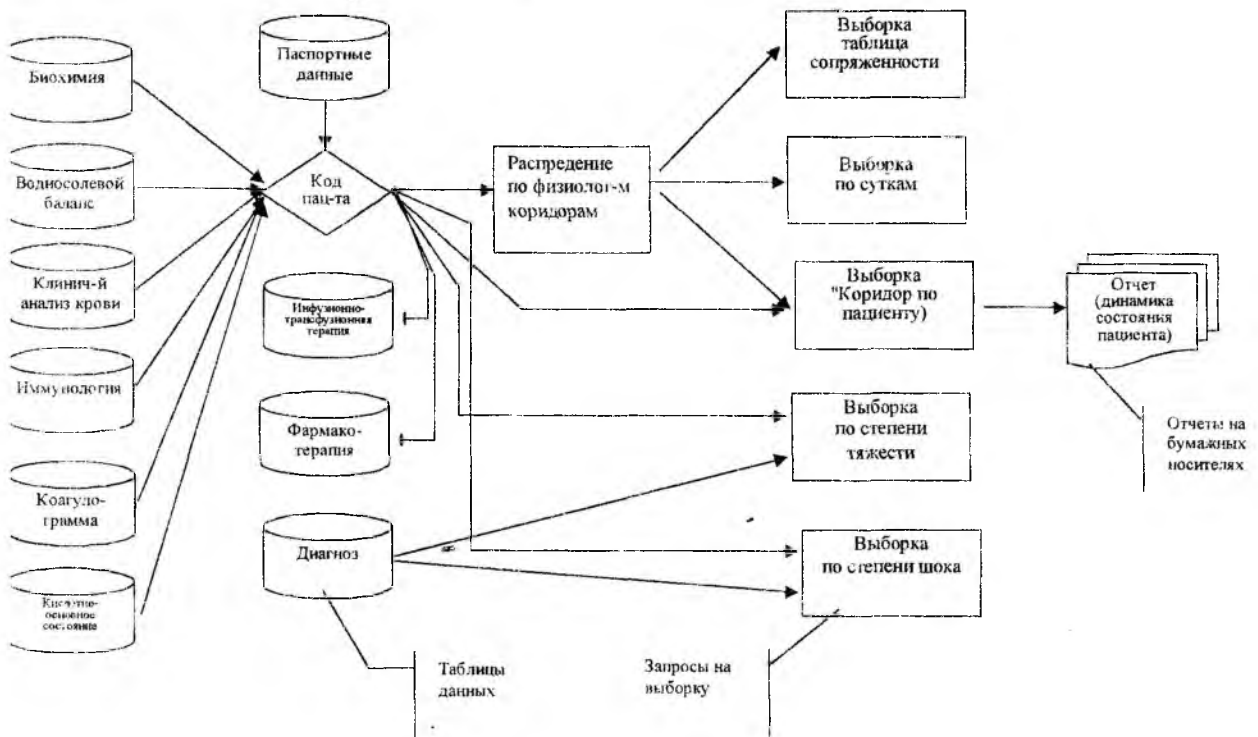


Рис. 2

База данных имеет достаточное количество материала для статистического анализа. В связи с этим появляется возможность изучения и моделирования процессов, происходящих в организме человека, вследствие травм и заболеваний методами статистического анализа. Разработанная система позволяет сохранять и дополнять список клинических показателей. Дополнительные программы индивидуальной выборки позволяют выбрать именно те физиологические показатели, которые в данный момент интересуют исследователя. Возможно дополнительное использование статистических программных пакетов "Stadia", "Statgraphics", "Statistica", "SPSS" и т.д.

Подсистема динамического мониторинга пациента на основе информации, полученной из БД, преобразует многомерную сложную структуру данных в двумерную систему. Затем, все полученные данные классифицируются и подразделяются на 7 категорий (рангов): норму, 3 категории выше нормы и 3 – ниже нормы. Распределение физиологических параметров в такую ранговую шкалу образует систему физиологических коридоров. Применение системы физиологических коридоров позволяет минимизировать признаковое пространство (пример части этой структуры приведен на рис. 3). Данные, обработанные системой динамического мониторинга пациентов в виде ежесуточного отчета, предоставляются лицу, принимающему решения (врачу), и содержат прогностическую и наглядную информацию о состоянии пациента и динамику его изменений.

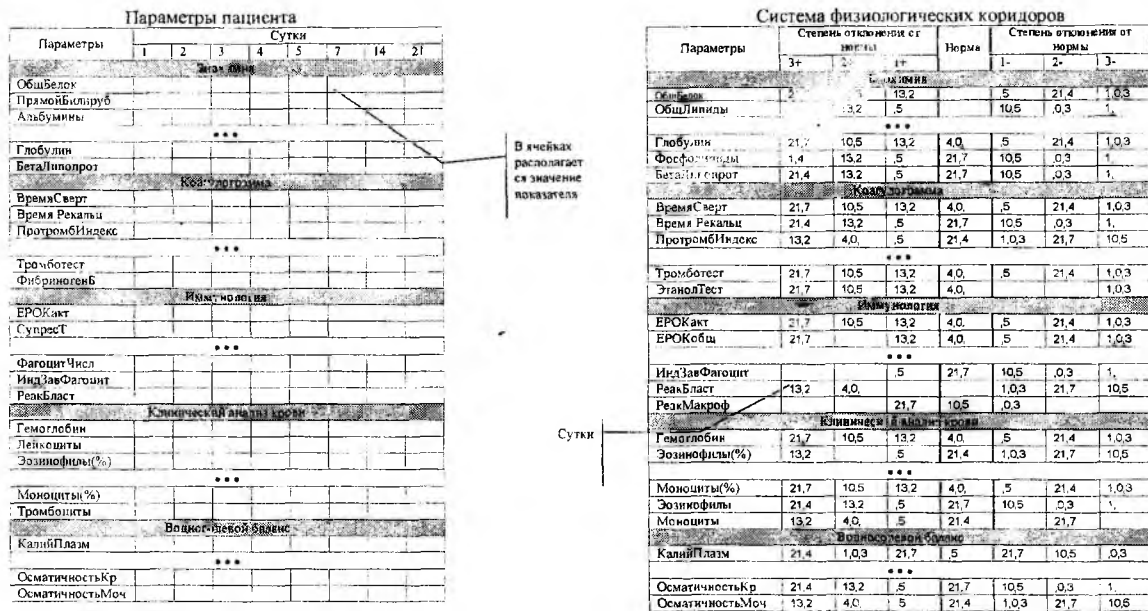


Рис. 3

База данных – это основная форма накопления предметного знания совокупности сведений о качественных и количественных характеристиках конкретных объектов. Наряду с этим существуют также концептуальные знания, выраженные на естественном языке в терминах предметной области, знания о стоящих за этими терминами классах, объектах и их отношениях [4]. Со всей совокупностью предметных и концептуальных знаний оперирует база знаний.

На основе всей информации, а также мониторинговых данных подсистема принятия решений формирует для лица, принимающего решения, информационно-советующее сообщение [5].

Модель медицинской информационно-аналитической системы "Политравма" построена с учетом требований эргономичности и в соответствии с медицинскими стандартами выходных документов, что дает возможность использовать ее в компьютерных сетях. Благодаря своим возможностям, эта система может стать современным помощником врача-исследователя позволит выявлять новые неочевидные закономерности и связи, с помощью которых можно прогнозировать протекание заболевания и корректировать процесс лечения. Система способна работать на недорогой и надежной компьютерной технике, интерфейс ее разработан средствами Microsoft Access. Она доступна для пользователей без особой подготовки. Данная система открыта и позволяет вносить изменения, доработки, а также расширять ее возможности путем преобразования в экспертную (интеллектуальную) систему.

Список литературы: 1. Карнаух М.Г., Галабурда Л.Д., Беднарик О.М., Зеркаль Л.И. Проблемы внедрения автоматизированной информационной системы обліку та аналізу профзахворюваності в Україні та можливі шляхи їх вирішення 2000. <http://www.rembler.com/medicine/Ki7.html>. 2. Булага В.В., Голобородько Н.К. Классификация и классификатор механической политравмы // Ортопедия, травматология и протезирование. М.: Медицина. 1986. №6. С. 65-68. 3. Гаврилова Т.А., Хорошевский В.Ф. Базы знаний интеллектуальных систем. СПб: Питер, 2000. 384 с. 4. Дэйвисон М., Многомерное шкалирование. Методы наглядного представления данных. М.: Финансы и статистика. 1988. 5. Экспертные системы: состояние и перспективы/ Под ред. Д.А. Поспелова. М.: Наука. 1989. 180 с.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

На кафедре физики СВЧ ХИРЭ, а затем на кафедре ФОЭТ ХГТУРЭ в течение 20 лет изучалось воздействие СВЧ-излучения на различные активные и пассивные среды. В последние годы эта работа велась в направлении исследования действия СВЧ на биологические объекты, в частности - на семена зерновых культур. В исследованиях участвовали, кроме авторов, доц. А. А. Конгарь, а также сотрудники Института растениеводства имени академика В. Я. Юрьева. Последние предоставили семенной материал (зерна пшеницы различных сортов, овса, ячменя), обеспечили полевые испытания облученных и контрольных семян, участвовали в обсуждении полученных результатов и выработке направления и плана дальнейших исследований.

Не приводя данных экспериментов и их анализа, которые уже были опубликованы [1 – 5], укажем, что получены весьма интересные результаты, которые могут быть успешно использованы в процессе сельскохозяйственного производства. Однако необходимо повторение ряда экспериментов с целью повышения достоверности полученных данных. Нужно разобраться в сути происходящих при облучении семян процессов и, наконец, пройти стадию постепенного перехода от лабораторных исследований к масштабным полевым испытаниям. Только в таком случае можно надеяться на успешное внедрение результатов нашей работы.

Нужно заметить, что воздействие СВЧ-излучения на семена злаков изучалось рядом авторов, в частности, [6, 7, 8].

Однако вопрос настолько сложен, что полученные результаты требуют развития и дополнения, причем, для его разработки нужно расширить круг используемых методов и перечень применяемой аппаратуры.

Мы предполагаем применять различные биохимические и биофизические методы исследований. Именно о последних и будет идти речь в данной статье. Но перед тем, как разворачивать работу, нужно тщательно изучить достоинства и недостатки каждого метода. Сопоставляя их, можно будет выбрать те из методов, которые способны дать наиболее ценную информацию и ответить на интересующие нас вопросы.

Отметим, что многие из рассматриваемых ниже электрофизических методов имеют прямое отношение к радиофизике, поскольку в их осуществлении участвует радиоэлектронная аппаратура. Кроме того, и само направление исследований воздействия СВЧ-излучения на вещество, в данном случае биологическое, включено в соответствующий план, предполагающий после СВЧ-диапазона переход к изучению воздействия на вещество оптического (лазерного) излучения.

Естественно, что, рассматривая лишь литературные данные, мы не имеем возможности надежно оценить все плюсы и минусы того или иного метода. Для такой оценки необходимо изучить применяемую аппаратуру, технику проведения экспериментов с ее участием, технические трудности, точность и чувствительность применяемых приборов и т. д. Все эти вопросы мы надеемся выяснить в недалеком будущем. По-видимому, понадобятся и консультации специалистов как по аппаратурной части, так и по методике работы, планированию экспериментов, оценке погрешностей.

А теперь дадим краткое описание методов, которые могут быть применены. Возможно, данная публикация является в некоторой степени попыткой «вызвать огонь на себя»: если на нее обратят внимание специалисты и если они найдут возможным и нужным установить контакты с авторами.

Еще со времен Л. Гальвани известно о существовании так называемых «токов повреждения». Срезы листьев, стеблей, клубней растений заряжаются положительно по отношению к нормальной, целой ткани. Электрические явления сопровождают и многочисленные процессы жизнедеятельности растений: фотосинтез, дыхание. При распаде некоторых растительных тканей их потенциал резко возрастает. Например, присоединив к клубню картофеля электроды гальванометра, мы не увидим отклонения стрелки. Но если в клубне есть загнивание, он становится своеобразной электрической батареей. В обычных условиях она разряжается без подключения к «потребителю».

Поскольку любой разряд создает помехи в эфире, этот шум можно регистрировать. Его интенсивность чрезвычайно мала, и электромагнитные сигналы нужно усиливать (вплоть до их восприятия через динамик на выходе приемника, либо для визуального наблюдения на экране осциллографа).

Свежий неповрежденный клубень картофеля шумового излучения не производит. Появление шумового сигнала свидетельствует о патологических процессах: начале загнивания либо механическом (химическом, электрическом, радиационном) воздействии на растение [9].

Несомненно, все сказанное может быть отнесено не только к картофелю, но и к семенам других растений, в частности, злаковых культур. Таким образом, можно предполагать, что изменения в клеточной структуре семян будут свидетельствовать о происходящих в них процессах при различных внешних воздействиях. Таким путем мы сможем представить себе картину происходящего и на ее основании сделать важные и интересные теоретические и практические выводы.

Перейдем теперь к вопросу о производимом растениями (и семенами) излучении в радиодиапазоне. Оно может быть обнаружено, зарегистрировано и изучено радиометрическими методами, достаточно хорошо разработанными для разнообразных применений. Излучение охватывает широкий диапазон частот и зависит от температуры: с ее ростом спектр расширяется, охватывая больший диапазон частот, а его максимум смещается в сторону более высоких частот. При температуре 300 К (температура человеческого тела) наибольшая интенсивность излучения будет на длине волны 10 мкм, т.е. в диапазоне инфракрасных волн (ИК-диапазоне) [10].

ИК-диапазон очень хорошо обеспечен серийно выпускаемой аппаратурой, в том числе радиометрами (высокочувствительными приемниками с индикаторными устройствами для визуального наблюдения). На экране такого тепловизора может быть получено как черно-белое, так и цветное изображение, причем, можно ввести цветовые градации, позволяющие немедленно представить тепловую картину объекта с необходимой точностью различения температур отдельных участков.

Подобная техника уже в течение десятков лет применяется в медицине для определения повреждений суставов, тканей, а также для обнаружения злокачественных новообразований, температура которых отличается от температуры окружающих здоровых тканей. При этом по длине волны излучения, регистрируемого термографом, можно определять и глубину нахождения очага поражения в теле тканей. На изображение могут быть нанесены изотермы [11].

Интенсивность в максимуме излучения, находящемся, как было указано выше, в ИК-диапазоне, при переходе, например, к типичной волне СВЧ-диапазона (10 см) снижается весьма значительно, примерно в 10^8 раз.

Высокочувствительные приемники, имеющиеся в диапазоне СВЧ, требуют для своей работы глубокого охлаждения, примерно до 20 К, что сильно усложняет и удорожает их конструкции и затрудняет условия эксплуатации.

При работе вблизи максимума теплового излучения (6-10 мкм) изменение температуры объекта на 1 К приводит к изменению интенсивности излучения на 2,4%, благодаря чему могут различаться участки с температурой, отличающейся всего на 0,1 К, т.е. можно работать с участками объекта, имеющими размеры в доли мм.

С другой стороны, радиометрическая аппаратура, установленная на самолетах или спутниках, позволяет изучать объекты больших размеров: наблюдать степень зрелости хлебов, поражение леса вредителями, загрязнение водной поверхности, соленость воды и т. п. Спутниковая (и вообще космическая) радиометрия простирается от изучения облачного покрова, его состояния и динамики, необходимого для предсказания погоды, до космических масштабов - планет и звезд, входящих в «компетенцию» радиоастрономии и астрофизики [12].

Самолетные радиометрические исследования показали, что в сантиметровом диапазоне интенсивность излучения различных растений неодинакова: можно отличить пшеницу от ячменя, овса, клевера, люцерны, кукурузы, подсолнечника, хлопчатника. Очевидно, здесь основную роль играют, так сказать, «макроскопические» факторы – густота посевов, размеры и форма листьев, особенности устройства растений. Но, развивая эту идею и переходя к меньшим, в том числе микроскопическим масштабам, можно надеяться на возможность получения соответствующей информации и об интересующих нас объектах- семенах, в частности, злаковых культур. Во всяком случае, оценивать их влажность, состояние развития, а возможно, и некоторые биофизические и биохимические параметры [15].

Рассмотрим теперь излучение растений в оптическом диапазоне. Еще три века назад физик Р. Бойль, изучая биолюминесценцию (свечение биологических объектов) [14, 15, 16] обнаружил, что ее интенсивность зависит от содержания кислорода и при его отсутствии падает до нуля. В дальнейшем при изучении процесса фотосинтеза водорослей было обнаружено слабое свечение при поглощении света хлорофиллом и установлено, что азотистые вещества, входящие в состав растительных белков, в результате окисления дают видимое излучение, происходит так называемая хемилюминесценция [17]. Она обусловлена соединением сложных химических веществ - люцифера и люциферазы в при-

сутствии кислорода»

Известны исследования, проведенные еще в 1933 году В. В. Лапшениным. Он изучал свечение растений с помощью фотопластинки и обнаружил, что регистрируется не постоянное излучение, а лишь его вспышка в момент гибели растения (например, при высыхании).

Поскольку интенсивность излучения при хемилюминесценции составляет около десяти квантов в секунду с площадки в 1 см², дальнейшее углубленное изучение этого явления стало возможным лишь с применением высокочувствительных фотоприемников.

Хемилюминесценция растений наблюдается в сине-зеленой области спектра, а также в ультрафиолете. Ее интенсивность, обычно более-менее постоянная, зависит от температуры объекта и очень резко меняется при достижении «пороговых» (для данного вида клеток) значений, связанных с температурной гибелью клеток вследствие разрушения липидных структур при высоких или низких температурах [18].

Исследования семян зерновых культур (пшеницы, ячменя и др.) позволили оценить их морозоустойчивость и засухоустойчивость и поэтому сразу же нашли практическое применение в сельскохозяйственном производстве. Несомненно, что хемилюминесценция сможет быть методом изучения процессов, происходящих в интересующих нас объектах – семенах.

В процессе мутаций искажается записанная в гене последовательность аминокислот, состоящих из белковых молекул, что отражается на их электрическом заряде. Вследствие этого будет меняться сила, с которой на данные молекулы может воздействовать внешнее электрическое поле, и если частицы движутся, по их движению можно оценить влияние поля.

Прибор для исследования, содержащий стеклянный контейнер, помещен между двумя электродами (конденсаторе). В контейнере имеется гель – водный раствор крахмала, который, застывая, образует желе. На его поверхности делаются маленькие луночки для помещения исследуемых семян, окрашенных, чтобы их перемещение можно было легче наблюдать под микроскопом. При создании между электродами электрического поля белковые частицы, двигаясь в вязкой массе, перемещаются с различной скоростью, зависящей от заряда частицы. Так можно выделить частицы с иными генетическими свойствами (мутировавшие) и определить, выходит ли их процент за допустимые пределы, т.е. достигается ли критический уровень мутаций, а значит и недопустимые биосферные изменения – внешние воздействия. Этот эксперимент весьма важен, так как позволяет исследовать слабые, медленно текущие мутационные процессы, и прогнозировать изменения данного вида растений.

Неблагоприятные экологические воздействия, связанные с загрязнением окружающей среды, являются мутагенными факторами. Мутации, с одной стороны, являются инструментом эволюции, но с другой стороны, могут приводить к вредным изменениям, искажая генетические свойства в процессе развития. При оценке влияния мутаций важно определить их частоту, которая не должна выходить за определённые пределы. Биостат, позволяющий сделать это, был разработан в лаборатории лесоведения АН СССР [19]. Объектом тестирования были семена сосны, поскольку сосна больше других пород деревьев чувствительна к биосферным колебаниям.

Описанные эксперименты могут быть произведены и с семенами интересующих нас злаковых культур, в частности, подвергнутыми воздействию СВЧ-поля. Это позволит оценить как полезное, так и вредное действие облучения (и других сопровождающих его факторов) на семена и на основании этого планировать дальнейшие исследования.

Изложенный выше материал показывает, что известно немало методов, с помощью которых возможно исследование интересующей нас проблемы. Они помогут разобраться в сути процессов, происходящих в семенах злаковых культур при их обработке энергией СВЧ, при хранении, прорастании и на других стадиях производственного цикла. Какие из перечисленных методов будут использованы в наших дальнейших исследованиях зависит, главным образом, от аппаратных возможностей, ибо сложная и дорогая аппаратура, в основном электро- и радиофизическая, не всегда имеется в наличии. Кроме того, в ходе экспериментов должны быть определены сравнительные достоинства и недостатки различных методов, из которых предстоит выбрать наиболее эффективные и приемлемые в наших условиях. Это позволит в намеченные сроки закончить запланированную работу по исследованию воздействия сверхвысокочастотного излучения на биологические среды.

Список литературы: 1. Пат. №97730 А (Україна) МПК А01С 1/02. Спосіб визначення схожості насіння / ХДТУРЕ. Діндорого В. Г., Контар О. Я., Марков Д. В., Склярєвський К. Н. Опубл. 15.05.2001 г. Бюл. № 4. 2. Контарь А. А., Марков Д. В., Терещенко А. И., О воздействии СВЧ – излучения на некоторые биологические объекты //Радиотехника. 1999. №111.С. 68 –70. 3. Терещенко А. И., Контарь А. А., Марков Д. В. Воздействие

СВЧ – излучения на семена зерновых культур // Мат. 5 – й Межд. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации». Харьков: 1999. С. 262 – 263. 4. *Контарь А. А., Марков Д. В., Терещенко А. И.* Активизация развития споровых под действием СВЧ- энергии. // Мат. 6 –й Межд. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации». Харьков: 2000. С. 542 –543. 5. *Діндорого В. Г., Контар О. Я., Марков Д. В., Склярєвський К. Н., Терещенко О.І.* Дослідження НВЧ – обробки озимої пшениці. // Зб. “Селекція і насінництво”. Харків: С.87-92.6. *Шахбазов В. Г. и др.* Влияние микроволн на прорастание чистотлинейных и гетерозисных семян кукурузы. Деп. раб. ЦК ВИНТИ, № 1562-70 14 с. 7. *Бородин И. Ф., Вендин С. В., Горин А. Д.* Электрoмагнитные поля на службе у полевода // Зерновые культуры. 1992. № 5 – 6.С. 6. 8. *Бородин И. Ф., Горин А. Д.* Изменение схожести семян зерновых культур под влиянием СВЧ-обработки. // Докл. Российской Академии с.-х. наук. 1993. №2. С. 92-94. 9. *Зигуненко С.* С поля – на стол. // Юный техник. 1983. №12. С. 6-10. 10. *Blanco J.B., Romero-Sierra C.*, Colour thermography: their application to biological systems under microwave radiation exposure. // “Microwave Power Symposium”. 1975. P. 232-239. 11. *Hindin H.J.* Microwave probe for cancer cells. // Microwaves. 1976. 15, №3 P. 10, 14. 12. *Инфракрасная и СВЧ-радиометрия* // ТИИЭИР, 1961. Т. 49, №2. С. 13-19. 13. *Наука и человечество.* 1985. С. 341-343. 14. *Мак-Зарой У.Д. и Зингер Г.Г.* Происхождение и эволюция биоллюминесценции // Горизонты биоллюминесценции. Пер. с англ. М. 1964. С. 32-35. 15. *Биоллюминесценция* : Сб. ст. М. 1965. С. 91-102. 16. *Биоэнергетика и биологическая спектрофотометрия.* М. 1967. 264 с. 17. *Левшин В.Л.*, Фотоллюминесценция жидких и твердых веществ. М. – Л. 1951. 18. *Геркон В.* На службе – живой свет. ((“Юный техник”. 1989. №11, С. 28-29. 19. *Рувинский А.* Тайна соснового семечка. // Юный техник. 1985. №8. С. 28-30.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.09.2001

ОПЫТ ПРАКТИЧЕСКОЙ ТЕЛЕКАРДИОЭКСПЕРТИЗЫ МЕЖДУ УКРАИНОЙ И СТРАНАМИ БЛИЖНЕГО ВОСТОКА

Телемедицина является новым бурно развивающимся глобальным направлением в теории, практике и организации мировой медицины. Может показаться, что это направление остаётся на уровне пробных проектов, то есть, всего-навсего дорогостоящей игрушкой в руках представителей более благополучной части планеты. Однако анализ ситуации показывает, что телемедицина развивается на стыке различных областей знаний, науки, техники, политических и деловых интересов [1]. Этот факт сулит ей прорывное будущее, причём, в ближайшей перспективе.

За последние годы в мире сложились определённые формы сотрудничества в этой области. Существуют инструменты обобщения имеющегося опыта, методологического анализа, разработки стандартов в области телемедицины, обмена информацией. Развитие телемедицины идёт рука об руку с развитием глобальной компьютерной сети Интернет. Чрезвычайно важным аспектом проблемы является экономика телемедицины [2]. В силу удешевления оборудования и появления возможности реализовывать всё более масштабные проекты стало возможным с достаточной точностью оценить экономический эффект от внедрения телемедицинских технологий в развитых странах в национальном масштабе. Так, для США середины 1990-х годов эта цифра составила 36-40 млрд. долларов. Использование в 90-х годах телемедицинской сети на Канарском архипелаге (Испания) привело к сокращению количества поездок пациентов в медицинские учреждения архипелага на 30% (3% в национальном масштабе), на 20% сократилось число выездов врачей в удалённые районы. Общая годовая сумма, сэкономленная в результате внедрения телемедицинского решения на этом крошечном архипелаге, составила около 280 тыс. долларов США.

Использование возможностей глобальной компьютерной сети может привести к ещё более впечатляющим результатам. Уже сейчас в Интернете можно обнаружить массу медицинских ресурсов от выполняющего роль международного методологического центра и дискуссионного клуба сайта Европейской организации по телематике для здравоохранения ЕНТО (www.ehto.org) до сайтов медицинских центров (<http://www.uacm.cit-ua.net> и www.telemet.ru), компаний (www.medit.no) и личных страничек практикующих врачей [3].

Примером успешного глобального применения телемедицинских технологий является система Инмарсат, начавшая развиваться ещё в предынтернетовскую эпоху и сейчас сопрягающуюся с возможностями Интернет. Эта международная организация обеспечивает связь посредством размещённых на геостационарной орбите искусственных спутников Земли. Абонент системы имеет доступ к связи с помощью портативных станций. Обеспечивается возможность передачи всего спектра данных от текста до цветного изображения.

В 1995 году в Украине была утверждена Концепция государственной политики информатизации здравоохранения (Указ президента Украины № 186/93 от 31.05.1993 "О государственной политике информатизации в Украине", Постановление Кабинета Министров № 605 от 31.07.1994 "Проблемы информатизации"). Таким образом, было принято решение объединить лечебно-профилактические учреждения, областные и городские управления здравоохранения, высшие и средние медицинские учебные заведения, а также медицинские библиотеки и научно-исследовательские институты в единую национальную компьютерную сеть "УкрМедНет".

Однако в силу сложившейся в Украине в течение последнего десятилетия экономической ситуации государственная система здравоохранения не может поддерживать уровень обслуживания населения, характерный для времён существования советской власти. Тем не менее, были выполнены работы по организации обмена кардио- и реосигналами, снятыми в Фастовской узловой больнице и консультационным центром ЦКБ 5 Харькова и центральной узловой больницей "Укрзалізниці" г.Киева. Консультационный канал Фастов-Киев функционирует с мая 1999 г., а Фастов-Харьков – с декабря 1999г. В Фастовской узловой больнице установлены диагностические системы кардио- и реодиагностики, программное обеспечение для полуавтоматической передачи сигналов по телефонной линии плюс почтовая программа железнодорожной корпоративной электронной почты ССMail. В реанимационном отделении центральной узловой больницы г.Киева установлено связанное программное обеспечение для просмотра и печати кардио- и реосигналов. Передача-прием сигналов происходит в режиме прямой межкомпьютерной связи с использованием помехоустойчивых протоколов обмена. В ЦКБ №5 г.Харькова также установлено просмотровое программное обеспечение с той разницей, что для передачи сигналов используются средства железнодорожной электронной почты ССMail.

При этом задачи, стоящие сегодня перед организаторами здравоохранения в Украине и в ряде стран Ближнего Востока, весьма сходны. Таким образом, хотя существует и более широкий контекст развития телемедицины, описанный, в частности, в [4], в украинских условиях правомерно обращение к мировому опыту практического применения телемедицины, обобщённому в отчёте "Телемедицина и развивающиеся страны" (1997), подготовленному отделом развития Международного союза связи на основании поручения Всемирной конференции по вопросам развития средств связи (Буэнос-Айрес, 1994) [6].

Отчёт отталкивается от определения понятия "телемедицина", предложенного в декабре 1997 г. международной консультативной группой ВОЗ в следующей редакции:

"Предоставление услуг в области здравоохранения и в интересах улучшения здоровья как отдельных людей, так и их сообществ профессиональными медицинскими работниками с использованием ими информационных технологий и технологий связи в целях обмена информацией, существенной для диагностики, лечения и предотвращения заболеваний и др., а также в целях непрерывного образования медицинских работников, равно как и в научно-исследовательских целях в случаях, когда удалённость получателя услуг является критическим фактором".

Есть и ряд других примеров из международной практики, когда организация систем передачи кардиологической информации на расстояние в целях удаленного консультирования и лечения была самостоятельной медицинской, организационной и технической задачей. В частности, в 2001 году был осуществлен проект, связавший 6 провинциальных населенных пунктов стран Ближнего Востока (Иордании, Израиля, Палестины и Сирии) с международным центром телемедицины клиники сердца и сосудов и одним из разработчиков компьютерных кардиоанализаторов – научно-производственным предприятием «Метекол» из города Нежина Черниговской области.

Обеспечение расположенных в Ближневосточных странах медицинских заведений нижнего звена автоматизированными кардиологическими местами на базе недорогих персональных компьютеров, имеющих доступ в Интернет, позволит проводить эффективный скрининг населения в целях ранней диагностики заболеваний, организовать накопление, хранение, обработку данных обследований и делать статистически обоснованные прогнозы.

Выбор Интернета как способа связи между удалёнными компьютерами медицинского назначения обусловлен тремя основными факторами: взрывным характером развития этого сервиса, активным освоением медицинских ресурсов Интернета врачами Украины и странами Ближнего Востока, использованием преимуществ глобальной компьютерной сети государствами с самым различным политическим строем – от Китая до США.

На рис. 1 приведен пример переданной из Палестины на Украину ЭКГ с признаками мерцательной аритмии, тахисистолической формы со средней частотой сокращения желудочков 110 в 1 мин (RR от 0,40" до 0,75" – ЧСС от 150 до 80 в 1 мин). Наблюдается перемежающаяся внутрижелудочковая блокада. Не исключается желудочковая экстрасистолия с признаками гипертрофии и перегрузки левого желудочка.

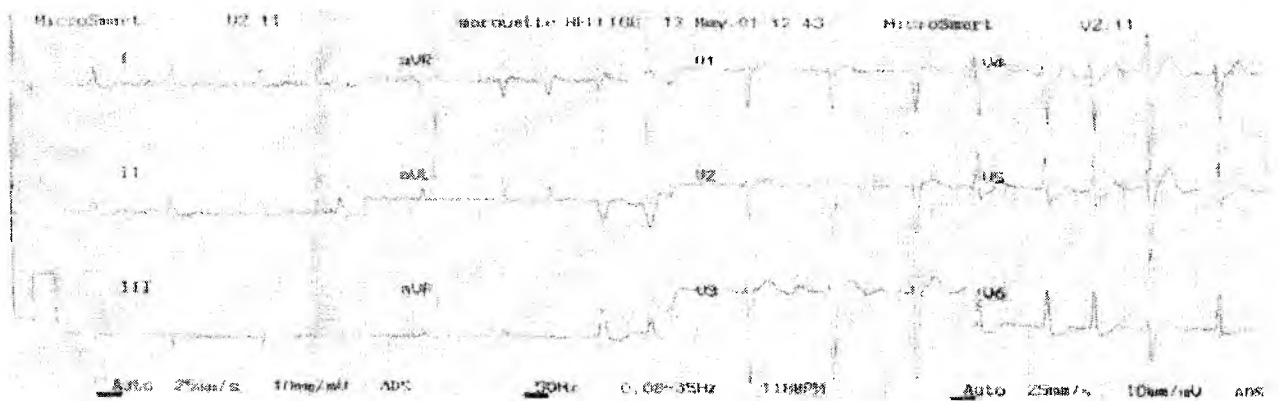
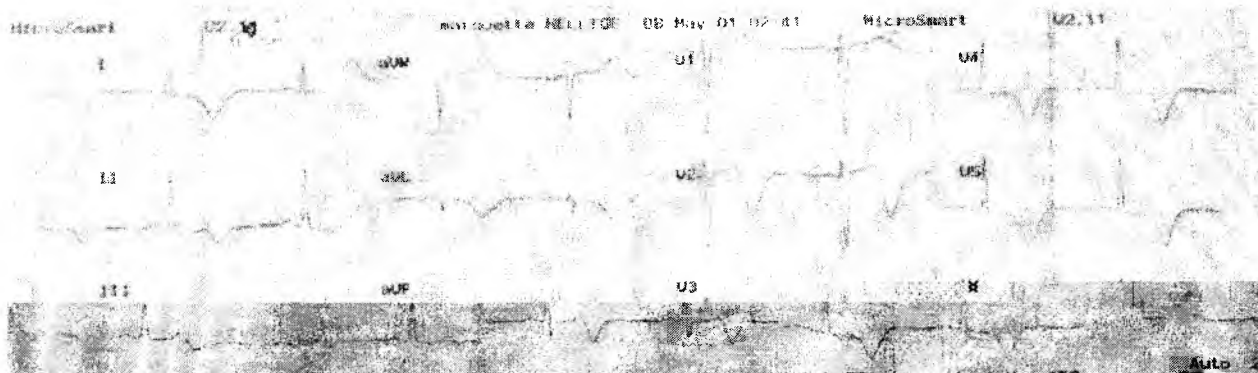


Рис. 1

По ЭКГ, изображенной на рис. 2, диагностирована синусовая брадикардия (ЧСС 50-55 в 1 мин) с признаками развития мелких очагов ишемии миокарда либо некроза в передне-перегородочной, верхушечной области и передне-боковой стенке левого желудочка.

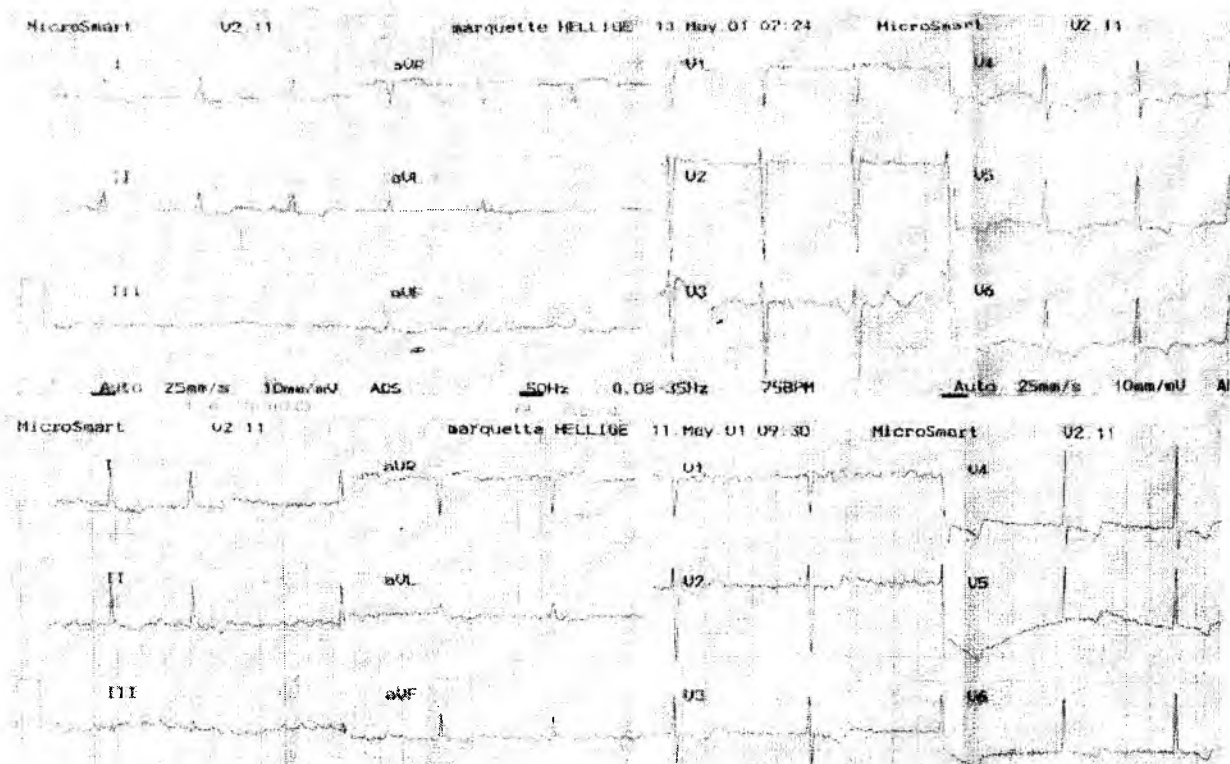


ЭКГ пациент 3., 39 лет
Рис. 2

На рис. 3 показана принятая через сеть Интернет ЭКГ, по которой дано заключение о мерцательной аритмии, брадисистолической формы со средней частотой сокращений желудочков 57 в 1 мин. (RR от 0,65" до 1,30"). Установлены признаки мелкоочаговых изменений в перегородочной верхушечной области, переднебоковой стенке левого желудочка на фоне его гипертрофии.

Использованный в проекте электрокардиограф «Кардио+» был разработан с учётом требований, изложенных в "Единых стандартах для количественной электрокардиографии" (CSE), которые разработаны в рамках программ Комиссии Европейских Сообществ. Он отвечает перспективным требованиям, выработанным Еврокомиссией по стандартизации [5], а также принципам, изложенным в стандарте связи между медицинскими приборами IEEE 1073.

Технические характеристики прибора «Кардио+» не уступают значительно более дорогостоящим моделям. В частности, обеспечиваются чувствительность (5...30) мкВ, качественная фильтрация сигнала, длительность записи 10 с, относительная погрешность измерения на более (3...5)%, дрейф нулевой линии за 1 мин не более 5 мкВ и масса блока до 1 кг. Прибор прост в обращении (платформа Windows), позволяет формировать базу данных и передавать зарегистрированную ЭКГ удалённому консультанту через сеть Интернет.



ЭКГ пациент 4., 45 лет
Рис. 3

Автор выражает благодарность за участие в эксперименте по телекардиоэкспертизе кардиологу высшей категории Третьяк Элеоноре Давыдовне.

Список литературы: 1. *Телемедицина. Новые информационные технологии на пороге XXI века* /Под ред Р.М.Юсупова, Р.И.Полонникова. СПб, 1998. 487 с. 2. *Лях Ю.Е., Владимировский А.В.* Введение в телемедицину Серия "Очерки медицинской и биологической информатики." Донецк: ООО "Лебедь". 1999. 102с. 3. *"Телемедицина" на сервере Украинской ассоциации «Компьютерная медицина» (УАКМ).* <http://www.uacm.cit-ua.net> (uacm1.kharkov.ua). 4. *Stanberry B.* The legal and ethical aspects of telemedicine. *Telemedicine and mal practice*// J Telemed. Telecare. 1998. Vol.4, N2. 5. *Thrall J., Boland G.* Telemedicine in practice // *Semin. Nucl. Med.* 1998. Vol 28, N2. 6. *Wright D.* The International Telecommunication Union's report on Telemedicine and Developing Countries/ J. Telemed. Telecare. 1998. Vol.4, Suppl. 1.

*Харьковский национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический институт»*

Принята в редколлегию 15.06.200

ПРОБЛЕМЫ ФОРМАЛИЗАЦИИ ПРОЦЕССА УПРАВЛЕНИЯ ПЕРЕОСНАЩЕНИЕМ ПРЕДПРИЯТИЙ СВЯЗИ

Развитие материально-технической базы предприятий связи, в частности ОАО «Укртелеком», в последние десятилетия осуществляется весьма бурными темпами. Появление все более новых, эффективных телекоммуникационных технологий приводит к обоснованной необходимости смены оборудования. Так, еще недавно считавшаяся незыблемой, полносвязная структура городской телефонной сети в настоящее время заменяется кольцевой, которая обеспечивает уже не топологическую, а информационную полносвязность на основе организации множества виртуальных каналов [1].

По некоторым зарубежным данным считается, что на сегодня период смены телекоммуникационных технологий, а соответственно, и аппаратно-программного их обеспечения составляет от 2 до 5 лет. В этих условиях важным является нахождение наиболее рациональных методов организации работ и выбора интервалов времени между сменами поколений оборудования связи, а при принятии таких решений – нахождение оптимальных кратчайших планов ввода нового. Рассмотрим более подробно процедуру управления и построения таких планов [2,3].

Любые управляемые системы можно представить в виде взаимодействующей тройки: объекта управления, субъекта управления и внешней среды (рис. 1).

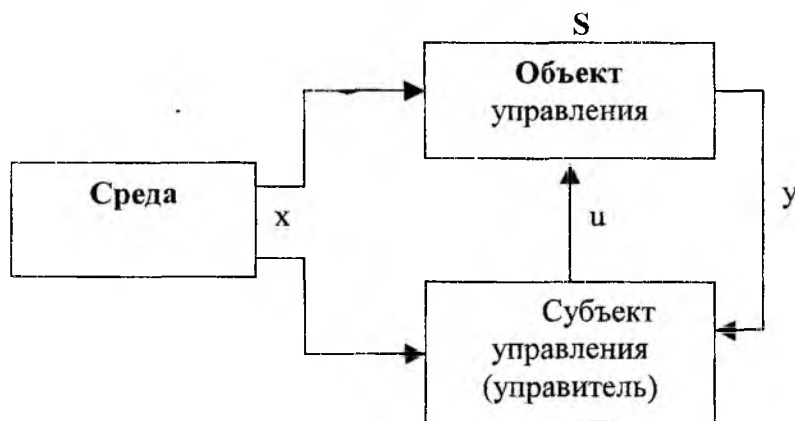


Рис. 1

В простых электронно-технических устройствах субъект (управитель) воздействует на состояние S объекта соответствующим сигналом управления $u(t)$, который может зависеть как от входных воздействий $x(t)$, так и от выходных $y(t)$. При этом состояние объекта $S_t = S(x_t, u(x, y), t)$ изменяется таким образом, что достигается желаемое содержание этого состояния S_{opt} . Таким образом система в пространстве состояний переводится из состояния S_t в S_{opt} с соблюдением определенного критерия, обеспечивающего максимум или минимум выбранной заранее целевой функции $\Phi(x, y) \xrightarrow{u} extr$. В таких системах, где определены $S_t, \Phi(\bullet), x, y$, управление сводится к решению задач математического программирования, методы которых разработаны достаточно хорошо. В сложных организационно – технических системах, к которым относятся и телекоммуникационные системы, формальные зависимости $\Phi(x, y)$, состояния S , и управления $u(x, y, t)$ получить достаточно трудно, ибо они обычно многосвязны и чрезвычайно громоздки. В этих случаях роль целевой функции играют различные нормы и правила, набор требований, предъявляемых к объекту управления. В роли субъекта управления часто выступает человек – лицо, принимающее решение (ЛПР). Под процессом управления в таких случаях понимается контроль ЛПР за выполнением последовательности работ $A_k, k = \overline{1, N}$.

Процесс ввода в эксплуатацию различных объектов телекоммуникаций: офисной системы связи, АТС, участков сетей или целых комплексов – характеризуется тем, что приходится выполнять по-

следовательность работ, каждая из которых обладает той или иной протяженностью. Главным ограничением при этом выступает очередность работ, которая обычно достоверно известна. Вместе с тем длительность этих работ τ является случайной величиной, распределение которой $P(\tau, \bar{x})$ зависит от множества $\bar{x} = (x_1, \dots, x_n)^T$ факторов.

На практике для управления процессом выполнения работ составляют сетевые графики [2,3] – расписания, выполнение которых контролирует ЛПР. Расписание часто не выполняется по различным причинам; коррекция же их в ходе выполнения работ приводит к необходимости пересмотра их последовательности. Управление процессом можно значительно улучшить, если заранее учесть случайный характер длительности выполненных работ [4,5].

Каждая из работ может трактоваться как процесс обслуживания заявок системой массового обслуживания (СМО) [4,5]. При этом задача оптимального управления процессом обслуживания сводится к выбору оптимальных моментов времени t_k поступления заявок на обслуживание k -й работы A_k .

Рассмотрим k -й шаг процесса выполнения работ $\bar{A} = (A_1, \dots, A_k, \dots, A_N)^T$. Пусть время окончания работы A_{k-1} является τ_{k-1} с функцией распределения $F_{k-1}(t) = P\{\tau_{k-1} \leq t\}$.

Очевидно, работа A_k завершится в случайный момент времени τ_k , который определяется как

$$\tau_k = \max\{\tau_{k-1}, t_k + \Delta t_k\} + T(A_k),$$

где t_k – время выполнения k -й работы в соответствии с расписанием; Δt_k – отклонение по времени от срока t_k ; $T(A_k)$ – длительность выполнения работы A_k .

Тогда функция распределения $F_k(t)$ с учетом предположения о взаимной независимости $\tau_k, \tau_{k-1}, \Delta t_k, T(A_k)$ определяется интегралом свертки:

$$F_k(t) = P\{\tau_k \leq t\} = \int_x F_{k-1}(t-x) F_k(\Delta t_k, t-t_k-x) dF_k(A_k, x). \quad (1)$$

Выражение (1) является, очевидно, функцией перехода состояний системы $S(A_k)$ из $k-1$ в k состояние.

Эффективность выполнения работы на k -м шаге зависит от случайной разности $\Delta \tau_{k-1}$

$$\Delta \tau_k = \tau_{k-1} - (t_k + \Delta t_k)$$

с функцией распределения

$$F_{\Delta k} = P\{\Delta \tau_k \leq t\} = \int_x F_k(\Delta t_k, t-t_k+x) dF_{k-1}(x). \quad (2)$$

В процессе выполнения работ $A_k, k = \overline{1, N}$ возможны воздействия разных сторонних факторов, в результате которых возникают простои. Так, если оборудование к моменту τ_k окончания работы A_k не поступило, то происходит простой этой системы, т.е. $\Delta \tau > 0$. Если к моменту поступления очередного оборудования работа A_k не выполнена, то происходит простой этого оборудования, продолжительность работ возрастает на величину Δt_k , загромождаются складские помещения, возрастают непроизводственные расходы, т.е. $\Delta \tau_k < 0$. Все эти простои носят случайный характер и определяются функцией распределения (2). Оценку эффективности производимых на k -м шаге работ можно получить, определив математическое ожидание взвешенных потерь от простоев работ и оборудования

$$\mathcal{E}_k = m\{\Delta \tau_k\} + Wm\{\Delta t_k\},$$

где W – весовой коэффициент, учитывающий соотношение стоимости времени простоя работ и оборудования; $m\{x\}$ – математическое ожидание величины x .

После тождественных преобразований выражений (2) и (4) получим значение оценки эффективности через состояние системы $S(A_k)$ на k -м шаге

$$\mathcal{E}_k(t_k, F_{k-1}) = (m\{\tau_{k-1}\} - t_k) + (1+W) \int_x F_{k-1}(x) dx dF(t-t_k). \quad (3)$$

Суммарная эффективность (суммарные потери времени) при выполнении N работ можно вычислить, суммируя (3) на каждом шаге:

$$\Phi(\Delta t_\Sigma) = \sum_{k=1}^N \mathcal{E}_k(t_k, F_{k-1}). \quad (4)$$

Задача оптимального планирования состоит в нахождении экстремума функционала (4).

Проведем анализ полученных результатов в рамках определенной системы массового обслуживания. Для этого интегралы Стилтгеса (1),(2),(3) заменим соответствующими суммами и, используя показательный закон для функций распределения $F(t)$, получим численные значения.

На рис. 2 графиками представлена зависимость резерва времени $m\{r\}$, выраженного в единицах математического ожидания приведенной длительности работы от коэффициента вариации длительности работы $K_T = CKO\{T(A_R)\} / m\{r\}$ при различном значении весового коэффициента W . Из графиков следует, что увеличение W приводит к сокращению коэффициента вариации K_T , а, следовательно, – к более строгому завершению работ к данному сроку. Практически это означает, что более жесткий контроль к требованиям приводит к улучшению производственной дисциплины. Одновременно с этим оказывается возможным уменьшить и предусматриваемый в плане резерв времени $m\{r\}$. Слабый контроль ($W=1$) приводит к необходимости увеличения резерва времени $m\{r\} > 1$ и, как следствие, – к росту коэффициента вариации, который имеет тенденцию к бесконечности, к возрастанию продолжительности работ.

На рис.3 представлены графики зависимости того же резерва времени на одну работу $m\{r\}$ от коэффициента блокирования K_b , являющегося числом работ, объединенных в один блок, внутри которого не оцениваются имеющиеся потери из-за простоев и задержек. Как видно из графиков, с увеличением K_b возрастает необходимый резерв времени $m\{r\}$. Практически это можно интерпретировать следующим образом: чем реже контроль выполнения работ (чем больше K_b), тем больший резерв времени необходимо предусматривать в плане и расписании.

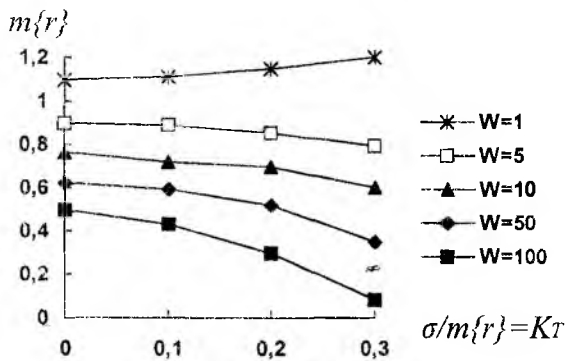


Рис. 2

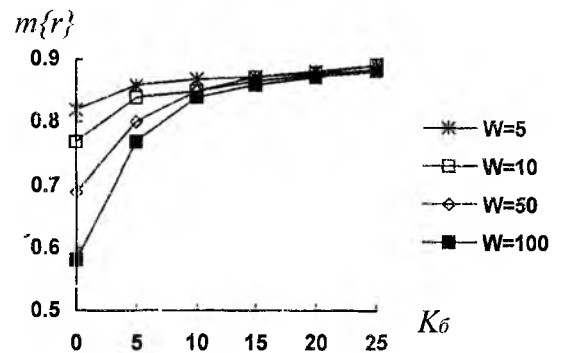


Рис. 3

Список литературы: 1. Москалец Н.В., Татарчук С.И. Надежность и живучесть технологических структур телекоммуникационных сетей// "Теория и техника приема, передачи и обработки сигналов": Матер. Междунар. НТК. Туапсе, 2001. С. 298-299. 2. Моисеев Н.Н. Элементы теории оптимальных систем. М.: Наука, 1975. 252 с. 3. Фельдбаум А.А. Основы теории оптимальных автоматических систем. М.: Физматгиз, 1965. 346 С. 4. Ховард Р.А. Динамическое программирование и марковские процессы. М.: Сов. Радио, 1964. 276 С. 5. Саати Т. Элементы теории массового обслуживания. М.: Сов. Радио, 1971. 307 С. 6. Феллер В. Введение в теорию вероятностей и ее приложения. М.: Мир, 1984. 331 С. 7. Теория систем и методы системного анализа в управлении и связи / Под рРед. В.И. Волкова, В.А.Воронов, А.А.Денисов и др. М.: Радио и связь. 1983, 248 С.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДВУХСВЯЗНОЙ ИТЕРАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ ФАЗОВОЙ АУТОПОДСТРОЙКИ ИЗ УСЛОВИЯ ПОЛУЧЕНИЯ МИНИМУМА КВАДРАТИЧНОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОЦЕНКИ

Системы фазовой автоподстройки (ФАП) находят самое широкое применение в устройствах связи и управления [1–3]. Одними из наиболее перспективных систем ФАП являются итерационные системы [1–4]. В настоящей работе предлагается методика выбора параметров элементов из условия минимизации квадратичной интегральной оценки, являющейся косвенной оценкой качества переходного процесса [5–6].

Структурную схему двухсвязной итерационной системы ФАП (ДИС ФАП) можно представить в виде, изображенном на рис. 1, а. В соответствии с рисунком имеем: $\alpha(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t)$ – разность фаз двух сравниваемых по фазе напряжений $U_1(t) = U_{m1} \cos[\omega t + \varphi_1(t)]$ и $U_2(t) = U_{m2} \cos[\omega t + \varphi_2(t)]$; $\beta_1(t), \beta_2(t)$ – управляемые величины основного контура управления (ОКУ) и дополнительного контура управления (ДКУ) соответственно (разности фаз входных и выходных напряжений соответствующих фазовращателей ОКУ и ДКУ); $\Delta\varphi_1(t), \Delta\varphi_2(t)$ – ошибки ОКУ и ДКУ соответственно; $W_{\varphi_1}(p), W_{y_1}(p), W_{\varphi_{B_1}}(p)$ ($i=1,2$) – операторы фильтра нижних частот, усилителя и фазовращателя соответствующего контура управления; $W_H(p)$ – оператор интегратора; $\beta(t) = \beta_1(t) + \beta_2(t)$ – управляемая величина, $p \equiv dt$.

Уравнения элементов ДИС ФАП рис. 1, а определяются выражениями

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi(t) &= \alpha(t) - \beta(t); \\ \beta(t) &= \beta_1(t) + \beta_2(t); \\ \beta_1(t) &= W_{p_1}(p)\Delta\varphi_1(t); \\ \beta_2(t) &= W_{p_2}(p)\Delta\varphi_2(t), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $W_{p_1}(p) = W_{\varphi_1}(p)W_{y_1}(p)W_H(p)W_{\varphi_{B_1}}(p)$; $W_{p_2}(p) = W_{\varphi_2}(p)W_{y_2}(p)W_H(p)W_{\varphi_{B_2}}(p)$.

На основании выражений (1) можно получить эквивалентную структурную схему ДИС ФАП, изображенную на рис. 1, б. В соответствии с рис. 1, б имеем

$$\left. \begin{aligned} \beta(t) &= W_{p_3}(p)\Delta\varphi(t); \\ \Delta\varphi(t) &= \alpha(t) - \beta(t), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где $W_{p_3}(p) = W_{p_1}(p) + W_{p_2}(p) + W_{p_1}(p)W_{p_2}(p) = \beta(t)/\Delta\varphi(t)$. (3)

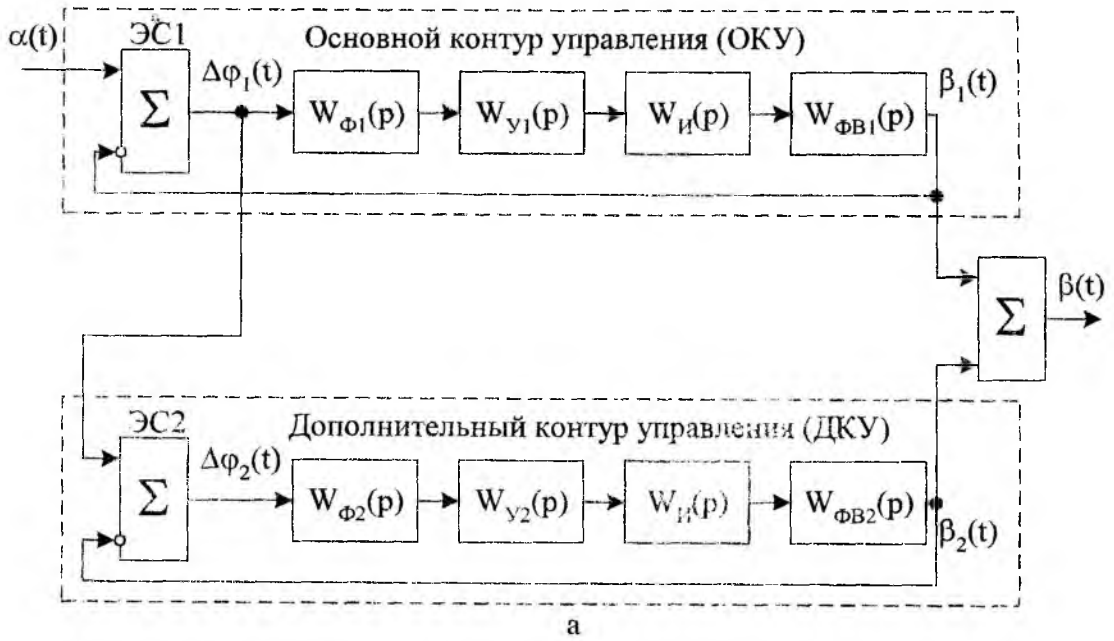
С учетом выражений (2) и рис. 1, б получаем эквивалентный оператор замкнутой ДИС ФАП

$$W_{\Sigma\Sigma}(p) = \frac{\beta(t)}{\alpha(t)} = \frac{W_{p_3}(p)}{1 + W_{p_3}(p)}. \quad (4)$$

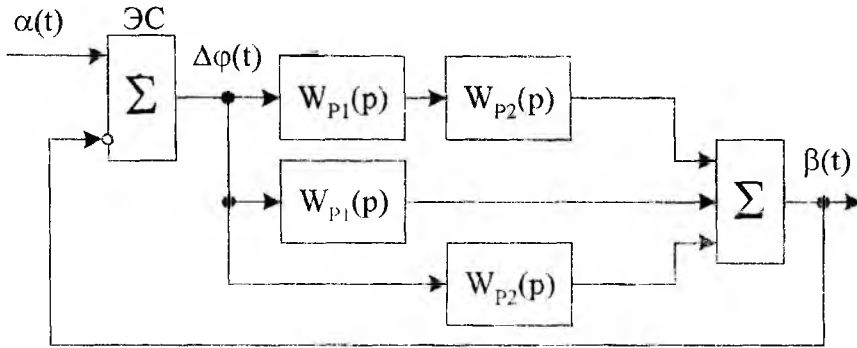
С учетом выражения (3) формула (4) принимает вид

$$W_{\Sigma\Sigma}(p) = \frac{W_{p_1}(p) + W_{p_2}(p) + W_{p_1}(p)W_{p_2}(p)}{1 + W_{p_1}(p) + W_{p_2}(p) + W_{p_1}(p)W_{p_2}(p)}. \quad (5)$$

Полагая, что усилители ОКУ и ДКУ являются безинерционными [$W_{y_1}(p) = \kappa_{y_1}$], [$W_{y_2}(p) = \kappa_{y_2}$], оператор интегратора $W_H(p) = \kappa_H/p$; операторы фазовращателей



а



б

Рис. 1

$W_{\Phi_{B1}}(p) = W_{\Phi_{B2}}(p) = 1$; операторы фильтров $W_{\Phi_1}(p) = \kappa_{\Phi_1} / (T_{\Phi_1} p + 1)$;
 $W_{\Phi_2}(p) = \kappa_{\Phi_2} / (T_{\Phi_2} p + 1)$ и подставляя значения этих операторов в формулу (5), получим

$$\begin{aligned}
 W_{\Sigma 3}(p) &= \frac{\frac{\kappa_{p_1}}{(T_{\Phi_1} p + 1)p} + \frac{\kappa_{p_2}}{(T_{\Phi_2} p + 1)p} + \frac{\kappa_{p_1} \kappa_{p_2}}{(T_{\Phi_1} p + 1)(T_{\Phi_2} p + 1)p^2}}{1 + \frac{\kappa_{p_1}}{(T_{\Phi_1} p + 1)p} + \frac{\kappa_{p_2}}{(T_{\Phi_2} p + 1)p} + \frac{\kappa_{p_1} \kappa_{p_2}}{(T_{\Phi_1} p + 1)(T_{\Phi_2} p + 1)p^2}} = \\
 &= \frac{\kappa_{p_1} (T_{\Phi_1} p + 1)p + \kappa_{p_2} (T_{\Phi_2} p + 1)p + \kappa_{p_1} \kappa_{p_2}}{(T_{\Phi_1} p + 1)(T_{\Phi_2} p + 1)p^2 + \kappa_{p_1} (T_{\Phi_1} p + 1)p + \kappa_{p_2} (T_{\Phi_2} p + 1)p + \kappa_{p_1} \kappa_{p_2}} = \\
 &= \frac{(\kappa_{p_1} T_{\Phi_2} + \kappa_{p_2} T_{\Phi_1}) p^2 + (\kappa_{p_1} + \kappa_{p_2}) p + \kappa_{p_1} \kappa_{p_2}}{T_{\Phi_1} T_{\Phi_2} p^4 + (T_{\Phi_1} + T_{\Phi_2}) p^3 + (1 + \kappa_{p_1} T_{\Phi_2} + \kappa_{p_2} T_{\Phi_1}) p^2 + (\kappa_{p_1} + \kappa_{p_2}) p + \kappa_{p_1} \kappa_{p_2}} = \\
 &= \frac{b_0 + b_1 p + b_2 p^2}{a_0 + a_1 p + a_2 p^2 + a_3 p^3 + a_4 p^4}, \tag{6}
 \end{aligned}$$

где $b_0 = \kappa_{p_1} \kappa_{p_2}$; $b_1 = \kappa_{p_1} + \kappa_{p_2}$; $b_2 = \kappa_{p_1} T_{\phi_2} + \kappa_{p_2} T_{\phi_1}$; $a_0 = b_0 = \kappa_{p_1} \kappa_{p_2}$; $a_1 = b_1 = \kappa_{p_1} + \kappa_{p_2}$; $a_2 = 1 + \kappa_{p_1} T_{\phi_2} + \kappa_{p_2} T_{\phi_1}$; $a_3 = T_{\phi_1} + T_{\phi_2}$; $a_4 = T_{\phi_1} T_{\phi_2}$.

Изображение управляемой величины по Лапласу представляется в общем виде

$$\beta(s) = \frac{b_0 + b_1 s + \dots + b_m s^m}{a_0 + a_1 s + \dots + a_n s^n} \frac{1}{s} \quad (n > m). \quad (7)$$

Тогда интегральная оценка может быть вычислена из выражения [6]

$$J_2 = \int_0^{\infty} \beta^2(t) dt = \frac{1}{2a_0^2 \Delta} (B_0 \Delta_0 + B_1 \Delta_1 + \dots + B_m \Delta_m - 2b_0 b_1 \Delta). \quad (8)$$

Определитель Δ находится следующим образом:

$$\Delta = \begin{vmatrix} a_0 & -a_2 & a_4 & -a_6 & \dots & 0 \\ 0 & a_1 & -a_3 & a_5 & \dots & 0 \\ 0 & -a_0 & a_2 & -a_4 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & -a_1 & a_3 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & a_{n-1} \end{vmatrix}. \quad (9)$$

$\Delta_\gamma (\gamma = 0, 1, \dots, m)$ – определитель, получающийся из Δ заменой $(\gamma + 1)$ столбца следующим столбцом:

$$\begin{matrix} a_1 \\ a_0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{matrix}$$

Коэффициенты B_1, \dots, B_m вычисляются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} B_0 &= b_0^2; \\ B_1 &= b_1^2 - 2b_0 b_2; \\ &\dots; \\ B_k &= b_k^2 - 2b_{k-1} b_{k+1} + \dots + 2(-1)^k b_0 b_{2k}; \\ &\dots; \\ B_m &= b_m^2. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

С учетом формулы (6) изображение по Лапласу для управляемой величины имеет вид

$$\beta(s) = \frac{b_0 + b_1 s + b_2 s^2}{a_0 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3 + a_4 s^4} \frac{1}{s} \quad (11)$$

Тогда интегральная квадратичная оценка на основании выражения (8) имеет вид

$$J_2 = \int_0^{\infty} \beta^2(t) dt = \frac{1}{2a_0^2 \Delta} (B_0 \Delta_0 + B_1 \Delta_1 + B_2 \Delta_2 - 2b_0 b_1 \Delta),$$

где

$$\Delta = \begin{vmatrix} a_0 & -a_2 & a_4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_1 & -a_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -a_0 & a_2 & -a_4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -a_1 & a_3 & -a_4 & 0 \\ 0 & 0 & a_0 & -a_2 & a_3 & -a_4 \\ 0 & 0 & 0 & a_3 & -a_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -a_4 & 0 & a_3 \end{vmatrix}; \Delta_0 = \begin{vmatrix} a_1 & -a_2 & a_4 & 0 & 0 & 0 \\ a_0 & a_1 & -a_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -a_0 & a_2 & -a_4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_1 & a_3 & -a_4 & 0 \\ 0 & 0 & a_0 & -a_2 & a_3 & -a_4 \\ 0 & 0 & 0 & a_3 & -a_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_4 & a_3 & a_3 \end{vmatrix};$$

$$\Delta_1 = \begin{vmatrix} a_0 & a_1 & a_4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_0 & -a_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_2 & -a_4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_1 & a_3 & -a_4 & 0 \\ 0 & 0 & a_0 & -a_2 & a_3 & -a_4 \\ 0 & 0 & 0 & a_3 & -a_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_4 & a_0 & a_3 \end{vmatrix}; \Delta_2 = \begin{vmatrix} a_0 & -a_2 & a_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -a_0 & 0 & -a_4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_3 & -a_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -a_2 & a_3 & -a_4 \\ 0 & 0 & 0 & a_3 & -a_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -a_4 & 0 & a_3 \end{vmatrix};$$

$$B_0 = b_0^2; B_1 = b_1^2 - 2b_0b_2; B_2 = b_2^2.$$

Значение табличного интеграла для ДИС ФАП 4-го порядка определяется выражением

$$J_2 = \frac{b_3^2(-a_0^2a_3 + a_0a_1a_2) + (b_2^2 - 2b_0b_2)a_0a_1a_4 + (b_1^2 - 2b_0b_2)a_0a_3a_4 + b_0^2(-a_1a_4^2 + a_2a_3a_4)}{2a_0a_4(-a_3^2a_0 - a_1^2a_4 + a_1a_2a_3)} + \frac{(b_1^2 - 2b_0b_2)a_0a_3a_4 + b_0^2(-a_1a_4^2 + a_2a_3a_4)}{2a_0a_4(-a_3^2a_0 - a_1^2a_4 + a_1a_2a_3)} = \frac{b_0^2a_0a_1a_4 + (b_1^2 - 2b_0b_2)a_0a_3a_4 + b_0(-a_1a_4^2 + a_2a_3a_4)}{2a_0a_4(-a_3^2a_0 - a_1^2a_4 + a_1a_2a_3)} \quad (12)$$

Подставляя конкретные значения коэффициентов из выражения (6) в (12), имеем

$$\frac{\kappa_{p_1}^3 \kappa_{p_2}^3 (\kappa_{p_1} + \kappa_{p_2}) T_{\Phi_1} T_{\Phi_2} + \left[(\kappa_{p_1} + \kappa_{p_2})^2 - 2\kappa_{p_1} \kappa_{p_2} (\kappa_{p_1} T_{\Phi_2} + \kappa_{p_2} T_{\Phi_1}) \right] \kappa_{p_1} \kappa_{p_2} (T_{\Phi_1} + T_{\Phi_2}) T_{\Phi_1} T_{\Phi_2}}{\kappa_{p_1} \kappa_{p_2} \left[-(\kappa_{p_1} + \kappa_{p_2}) T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2}^2 + (1 + \kappa_{p_1} T_{\Phi_2} + \kappa_{p_2} T_{\Phi_1}) (T_{\Phi_1} + T_{\Phi_2}) T_{\Phi_1} T_{\Phi_2} \right]} = \frac{2\kappa_{p_1} \kappa_{p_2} T_{\Phi_1} T_{\Phi_2} [-\kappa_{p_1} \kappa_{p_2} (T_{\Phi_1} + T_{\Phi_2})^2 - (\kappa_{p_1} + \kappa_{p_2})^2 T_{\Phi_1} T_{\Phi_2} + (\kappa_{p_1} + \kappa_{p_2}) (1 + \kappa_{p_1} T_{\Phi_2} + \kappa_{p_2} T_{\Phi_1}) (T_{\Phi_1} + T_{\Phi_2})]}{A(T_{\Phi_1}, T_{\Phi_2}, \kappa_{p_1}, \kappa_{p_2})} = Q(T_{\Phi_1}, T_{\Phi_2}, \kappa_{p_1}, \kappa_{p_2}),$$

где

$$A(T_{\Phi_1}, T_{\Phi_2}, \kappa_{p_1}, \kappa_{p_2}) = \kappa_{p_1}^4 \kappa_{p_2}^3 T_{\Phi_1} T_{\Phi_2} + \kappa_{p_1}^3 \kappa_{p_2}^4 T_{\Phi_1} T_{\Phi_2} + \kappa_{p_1}^3 \kappa_{p_2} T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2} + 2\kappa_{p_1}^2 \kappa_{p_2}^2 T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2} + \kappa_{p_1} \kappa_{p_2}^3 T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2} - 2\kappa_{p_1}^2 \kappa_{p_2}^2 T_{\Phi_1} T_{\Phi_2}^2 + \kappa_{p_1} \kappa_{p_2}^3 T_{\Phi_1} T_{\Phi_2}^2 - 2\kappa_{p_1}^3 \kappa_{p_2}^2 T_{\Phi_1} T_{\Phi_2}^3 - 2\kappa_{p_1}^2 \kappa_{p_2}^3 T_{\Phi_1} T_{\Phi_2}^2 - \kappa_{p_1}^2 \kappa_{p_2} T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2} - \kappa_{p_1} \kappa_{p_2}^2 T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2}^2 + T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2} + T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2}^2 \kappa_{p_1} + T_{\Phi_1}^3 T_{\Phi_2} \kappa_{p_2} + T_{\Phi_1} T_{\Phi_2}^2 + T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2}^2 \kappa_{p_2};$$

$$\begin{aligned}
B(T_{\Phi_1}, T_{\Phi_2}, \kappa_{p_1}, \kappa_{p_2}) = & -2\kappa_{p_1}^3 \kappa_{p_2} T_{\Phi_1}^3 T_{\Phi_2} - 4\kappa_{p_1}^2 \kappa_{p_2}^2 T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2}^2 - 2\kappa_{p_1}^2 \kappa_{p_2}^2 T_{\Phi_1} T_{\Phi_2} - \\
& - 2\kappa_{p_1}^3 \kappa_{p_2} T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2}^2 - 4\kappa_{p_1}^2 \kappa_{p_2}^2 T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2}^2 - 2\kappa_{p_1} \kappa_{p_2}^3 T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2}^2 + 2\kappa_{p_1}^2 \kappa_{p_2} T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2} + \\
& + 2\kappa_{p_1}^3 \kappa_{p_2} T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2}^2 + 2\kappa_{p_1}^2 \kappa_{p_2}^2 T_{\Phi_1}^3 T_{\Phi_2} + 2\kappa_{p_1} \kappa_{p_2}^2 T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2} + 2\kappa_{p_1}^2 \kappa_{p_2} T_{\Phi_1} T_{\Phi_2}^3 + \\
& + 2\kappa_{p_1} \kappa_{p_2}^3 T_{\Phi_1}^2 T_{\Phi_2}^2.
\end{aligned}$$

Беря частные производные $\frac{\partial Q}{\partial \kappa_{p_1}}$, $\frac{\partial Q}{\partial \kappa_{p_2}}$, $\frac{\partial Q}{\partial T_{\Phi_1}}$ и $\frac{\partial Q}{\partial T_{\Phi_2}}$ и приравняв их к нулю, получаем

оптимальные значения параметров $\kappa_{p_1}, \kappa_{p_2}, T_{\Phi_1}$ и T_{Φ_2} , соответствующие минимуму квадратичной интегральной оценки.

В частном случае, когда основной и дополнительный контуры одинаковы, т.е. $\kappa_{p_1} = \kappa_{p_2} = \kappa_p$, $T_{\Phi_1} = T_{\Phi_2} = T_\Phi$, значение $Q(T_\Phi, \kappa_p)$ принимает вид

$$Q(T_{\Phi_1}, T_{\Phi_2}, \kappa_{p_1}, \kappa_{p_2}) = \frac{A(T_{\Phi_1}, T_{\Phi_2}, \kappa_{p_1}, \kappa_{p_2})}{B(T_{\Phi_1}, T_{\Phi_2}, \kappa_{p_1}, \kappa_{p_2})} = \frac{\kappa_p^5 + 8\kappa_p^2 T_\Phi (1 - T_\Phi) + 2T_\Phi (1 - \kappa_p T_\Phi)}{\kappa_p T_\Phi (1 - \kappa_p T_\Phi)},$$

где $A(T_{\Phi_1}, T_{\Phi_2}, \kappa_{p_1}, \kappa_{p_2}) = \kappa_p^5 + 8\kappa_p^2 T_\Phi (1 - T_\Phi) + 2T_\Phi (1 - \kappa_p T_\Phi)$;

$$B(T_{\Phi_1}, T_{\Phi_2}, \kappa_{p_1}, \kappa_{p_2}) = \kappa_p T_\Phi (1 - \kappa_p T_\Phi).$$

Таким образом, наряду с повышением точности в установившихся режимах в классе итерационных систем фазовой автоподстройки появляется дополнительная возможность улучшения показателей качества переходного процесса путем выбора оптимальных параметров основного и дополнительного контуров управления из условия квадратичной интегральной оценки.

Список литературы: 1. Андреев А.И., Коробко В.В. Итерационная система ФАП для підсилення потужності з регулюванням джерелом живлення // Зб. наукових праць КВІУЗ. 2000. № 2. С.126-130. 2. Коробко В.В., Склярченко С.Н. Повышение точности двухконтурной итерационной системы фазовой автоподстройки // Сб. научных трудов "Технология и конструирование электронной аппаратуры". 2000. № 4. С. 20-21. 3. Коробко В.В. Структурный синтез комбинированных систем фазовой автоподстройки. Одесса: Труды УНИИРТ, 1999. № 2. С. 85-87. 4. Осмоловский П.Ф. Итерационные многоканальные системы автоматического управления. М.: Сов. радио, 1969. 256 с. 5. Зайцев Г.Ф., Стеклов В.К. Квазиоптимальные следящие системы. К.: Вища шк., 1981. 176 с. 6. Бессе-керский В.А., Попов Е.П. Теория систем автоматического управления. М.: Наука, 1966. 992 с.

Украинская государственная академия связи им. А.С. Попова
г. Одесса

Поступила в редколлегию 24.05.2001

ОПТИМИЗАЦИЯ НИЗКОСКОРОСТНЫХ ЦИФРОВЫХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ РЕЧИ

В настоящее время проблема уплотнения и низкоскоростной передачи речи остается весьма актуальной. В системах уплотнения речи достигнута высокая степень сжатия размерности представления сигналов, что реализуется за счет ухудшения качества воспроизводимой речи. При современном уровне развития цифровой техники для уплотнения речевых сигналов наибольшее распространение получили методы, основанные на линейном предсказании сигналов. Суть этих методов состоит в том, что на этапе анализа оцениваются параметры модели источника возбуждения и параметры голосового тракта, представляемого в виде линейного фильтра. На этапе синтеза с помощью линейного фильтра формируется сигнал, близкий по слуховому восприятию к исходному речевому сигналу. В качестве параметров линейного фильтра наиболее широко используются коэффициенты линейного предсказания, коэффициенты отражения, нули и полюсы фильтра.

В данной работе предложена процедура оптимизации алгоритмов обработки речевых сигналов в телекоммуникационных системах по критерию максимальной разборчивости речи при заданной скорости цифрового потока в канале связи. При этом оптимизация систем передачи может выполняться в процессе функционирования систем, и тогда эта процедура будет относиться к классу адаптивных. В предложенной процедуре точность представления речевого сигнала на этапе анализа контролируется с помощью некоторой меры близости синтезированного и исходного сигналов. В качестве такой меры близости использован показатель разборчивости речи, обоснованный в работе [1]. Достоинством этого показателя является возможность его вычисления по реализациям речевых сигналов в отличие от традиционно используемых показателей разборчивости речи [2,3]. При этом, как показано в работе [1], при высокой разборчивости речи значения этих показателей оказываются тесно связанными.

Основные экспериментальные исследования посвящены задаче оптимизации алгоритмов кодирования сигналов для вокодерных систем, реализующих метод линейного предсказания. В качестве оцифровываемых параметров линейного фильтра использованы коэффициенты отражения, обладающие рядом достоинств: они просто оцениваются с помощью решетчатых фильтров, могут быть закодированы малым числом бит, их использование гарантирует устойчивость цифрового фильтра на этапе синтеза.

1. Постановка задачи оптимизации систем передачи речевых сообщений

Показатель формантной разборчивости речи широко применяется для анализа систем передачи речевых сообщений, так как он может быть непосредственно рассчитан на основе формантной теории разборчивости речи [1,2]. В данной работе для оптимизации систем передачи речевых сообщений использован модифицированный показатель формантной разборчивости [1]. Этот показатель описывает погрешность представления речевого сигнала в спектральной области с учетом особенностей восприятия речи человеком как некоторой совокупности формант. Он легко определяется по сегментам речевых сигналов с использованием хорошо разработанных алгоритмов линейного предсказания речи. С учетом указанных свойств этот показатель может быть использован для численной оптимизации систем обработки речевых сигналов.

Будем полагать, что структура системы передачи речевых сигналов известна. На ее вход поступает исходный речевой сигнал $x_0(t)$, а с выхода снимается переданный сигнал $x(t)$.

Сигнал $x(t)$ длительностью T_n на выходе системы передачи речи представим в виде совокупности $p = \lceil T_n / T_c \rceil$ следующих друг за другом коротких сегментов

$$x_r(t) = x(t + (r-1) \cdot T_c), \quad t \in [0, T_c]; \quad r = \overline{1, p}. \quad (1)$$

Таким же образом представим и исходный речевой сигнал на входе системы

$$x_{or}(t) = x_0(t + (r-1) \cdot T_c), \quad t \in [0, T_c]; \quad r = \overline{1, p}. \quad (2)$$

Состояние системы передачи определяется значением вектора параметров $\vec{\gamma}$. Множество Γ_0 допустимых значений этого параметра определяется конкретными особенностями прикладной задачи.

В качестве показателя разборчивости переданного речевого сигнала используем величину

$$\alpha(\vec{\gamma}) = \frac{1}{P} \sum_{r=1}^P \tilde{\alpha}_r(\vec{\gamma}), \quad (3)$$

в которой погрешности представления отдельных сегментов $\tilde{\alpha}_r(\vec{\gamma})$ определяются в соответствии с выражением

$$\tilde{\alpha}_r(\vec{\gamma}) = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \frac{[S_r(\hat{f}_j, \vec{\gamma}) - S_{0r}(\hat{f}_j)]^2}{S_{0r}^2(\hat{f}_j)}, \quad (4)$$

где J – число формант речи, учитываемых на анализируемом сегменте; $\{\hat{f}_j, j = \overline{1, J}\}$ – оценки центральных частот формант речи на анализируемом сегменте, найденные по соответствующим сегментам исходного речевого сигнала с использованием одного из известных алгоритмов [4]; $S_{0r}(f), S_r(f, \vec{\gamma})$ – значения авторегрессионного спектра r -го сегмента для исходного и переданного сигнала соответственно. Вычисление значений авторегрессионных спектров в (4) осуществляется в соответствии с выражениями [4-6]:

$$S_{0r}(f) = \frac{\Delta t \cdot \sigma_{0r}^2}{\left| 1 + \sum_{m=1}^{M_0} a_{0m}^r \cdot \exp(-j2\pi f \cdot \Delta t \cdot m) \right|^2}, \quad S_r(f, \vec{\gamma}) = \frac{\Delta t \cdot \sigma_r^2(\vec{\gamma})}{\left| 1 + \sum_{m=1}^M a_m^r(\vec{\gamma}) \cdot \exp(-j2\pi f \cdot \Delta t \cdot m) \right|^2}, \quad (5)$$

где $\sigma_{0r}^2, \sigma_r^2(\vec{\gamma})$ – оценки дисперсии сигналов, возбуждающих голосовой тракт на r -ом сегменте; $\{a_{0m}^r, m = \overline{1, M_0}\}, \{a_m^r(\vec{\gamma}), m = \overline{1, M}\}$ – совокупности оценок коэффициентов авторегрессии для r -ого сегмента.

Найдем оптимальное значение вектора параметров системы передачи речи $\vec{\gamma}$ из условия минимума показателя $\alpha(\vec{\gamma})$ вида (3) по множеству допустимых значений Γ_0

$$\vec{\gamma}_0 = \arg \min_{\vec{\gamma} \in \Gamma_0} \{\alpha(\vec{\gamma})\}. \quad (6)$$

Описанный критерий оптимальности позволяет сформулировать и решить ряд конкретных задач по оптимизации систем передачи речевых сообщений. Определенный интерес представляют задачи оптимизации низкоскоростных систем передачи речи.

2. Особенности оптимизации низкоскоростных систем передачи

Рассмотрим системы передачи речи, в которых используются вокодеры линейного предсказания сигналов.

Будем полагать, что вокодерная система имеет известную структуру [4], изображенную на рис.1.

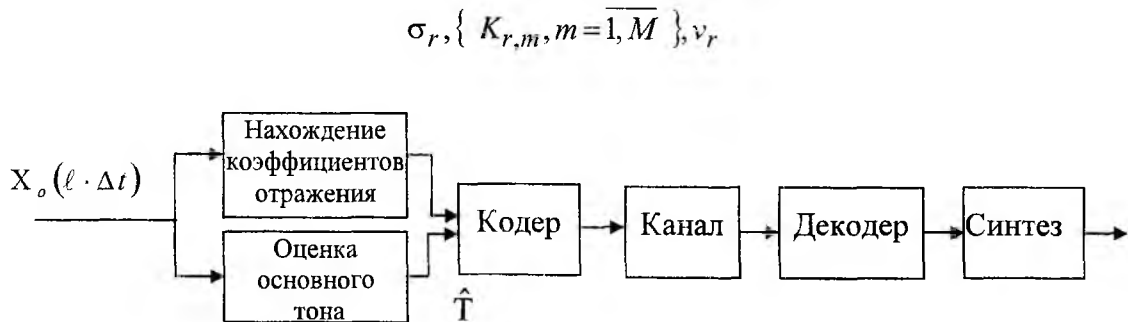


Рис. 1

На вход системы поступает последовательность отсчетов речевого сигнала $X_o(\ell \cdot \Delta t), \ell = \overline{1, L}$, где Δt - интервал дискретизации сигнала. Считается, что речь обрабатывается посегментно с длиной сегмента $T_c = \Delta t \cdot N$. Для этого отсчеты речевого сигнала $X_o(l \cdot \Delta t), \ell = 0, 1, \dots, L$ объединяются в сегменты, которые представлены векторами $\bar{X}_o^r = \{x_o(N \cdot r + \ell), \ell = \overline{0, N-1}, r = 0, 1, 2, \dots\}$, где Δt - интервал дискретизации; N - число отсчетов сигнала в сегменте.

По каждому сегменту \bar{X}_o^r вычисляются параметры: совокупность коэффициентов отражения $\{K_m^r, m = \overline{1, M}\}$; коэффициент усиления σ_r ; коэффициент вокализованности ν_r ; оценки периода основного тона \hat{T}_r . Квадрат коэффициента усиления σ_r^2 пропорционален мощности речевого сигнала, а коэффициент вокализованности характеризует вид источника возбуждения речевого тракта. Предполагается, что в оптимизируемой вокодерной системе для оценивания значений коэффициентов отражения используется решетчатый алгоритм [4, 6].

В кодере осуществляется в общем случае нелинейное квантование каждого из перечисленных $M+3$ параметров. Полученные числа представляются в двоичной системе исчисления и передаются по каналу связи. На приемном конце производится синтез сегментов речевых сигналов \bar{X}^r по общеизвестным алгоритмам [4].

Разборчивость речи на выходе вокодерной системы зависит от точности воспроизведения формант исходного сигнала после операций кодирования и декодирования. Численные значения показателя разборчивости синтезированной речи могут быть найдены в соответствии с выражением (3). При этом значения авторегрессионных спектров исходного $S_{0r}(\bar{f}_j)$ и синтезированного $S_r(\bar{f}_j, \bar{r})$ спектров вычисляются в соответствии с (5), для чего от совокупности коэффициентов отражения необходимо с помощью известных соотношений [4] перейти к совокупности оценок коэффициентов авторегрессии.

3. Оптимизация кодирования коэффициентов отражения

Здесь в рамках общей постановки задачи оптимизации систем передачи речевых сообщений рассматривается случай линейного кодирования и считается, что выполняются следующие условия:

1. Вокодерная система имеет известную структуру, изображенную на рис. 1.

2. Предполагается, что коэффициенты отражения для исходной речи имеют значения $K_m^r \in [K_{mn}, K_{ms}]$, $m = \overline{1, M}$, $r = \overline{1, p}$, где K_{mn}, K_{ms} - соответственно нижняя и верхняя границы возможных значений коэффициентов ($-1 \leq K_{mn} < K_{ms} \leq 1$). Для конкретного абонента эти границы определяются на этапе предварительного анализа речевого сигнала. В кодере системы каждый из параметров (коэффициентов отражения) линейно квантуется на 2^{β_m} уровней и отображается в множество целых чисел $\{0, 1, \dots, 2^{\beta_m} - 1\}$, $m = \overline{1, M}$, где β_m - число бит, используемых для представления соответствующего параметра.

Найдем оптимальное значение вектора параметров $\bar{\beta} = (\beta_1, \dots, \beta_M)$ из критерия

$$\alpha(\bar{\beta}_o) = \min_{\bar{\beta} \in B_o} \{\alpha(\bar{\beta})\}. \quad (7)$$

$$\alpha(\bar{\beta}) = \sum_{r=1}^n \alpha_r(\bar{\beta}), \quad (8)$$

где B_o - множество допустимых значений параметра, которые определяется равенством

$$\beta_1 + \beta_2 + \dots + \beta_M = b; \quad (9)$$

b - целое число, равное числу бит, выделенных на кодирование коэффициентов авторегрессии. Обычно $20 \leq b \leq 70$.

Отметим, что вид функции $\alpha_r(\bullet)$ задается выражением (4) с учетом указанных в разд.1 свойств вокодерных систем.

Особенности сформулированной задачи оптимизации состоят в следующем:

- она относится к задачам целочисленного программирования;
- ее непосредственное решение прямым перебором всех элементов множества допустимых решений B_∂ затруднительно, так как мощность данного множества равна числу возможных способов распределения b одинаковых объектов по M различным ячейкам [6]

$$|B_\partial| = C_{b+M-1}^{M-1} = \frac{(b+M-1)!}{(M-1)!b!}.$$

Например, при $b=25$ и $M=8$ имеем $|B_\partial| = C_{32}^7 = \frac{32!}{7!25!} \approx 3,4 \times 10^6$.

Отметим, что нахождение значения критерия (8) в каждой из $|B_\partial|$ точек требует значительного объема вычислений, выполнение которых на современных персональных компьютерах занимает несколько десятков секунд.

- Множество возможных значений параметра B_∂ может быть представлено в виде пересечения

$$B_\partial = G \cap Z_M,$$

где $Z^M \subset R^M$; $G = \{\bar{\beta} : (\beta_1, \dots, \beta_M) : \beta_1 + \dots + \beta_M = b\}$ - выпуклое множество $G \subset R^M$.

Выпуклость множества G следует из того, что если $\bar{\beta}' \in G$ и $\bar{\beta}'' \in G$, то для произвольного $\Theta \in [0,1]$ выполняется условие $\bar{\beta} = \Theta \bar{\beta}' + (1 - \Theta) \bar{\beta}'' \in G$, так как

$$\sum_{i=1}^M \beta_i = \sum_{i=1}^M [\Theta \beta_i' + (1 - \Theta) \beta_i''] = \Theta b + (1 - \Theta) b = b.$$

Учитывая особенности сформулированной задачи, воспользуемся для ее решения итерационным алгоритмом нелинейного программирования, основанном на схеме локальной оптимизации [8-10]. Его суть состоит в том, что вначале снимаются ограничения на параметры системы (9) и проводится процедура предварительной оптимизации. В результате этой процедуры последовательно уменьшается параметр скорости вокодера $\beta_1 + \dots + \beta_m$ до тех пор, пока не выполнится условие (9). Полученное значение вектора параметров используется затем в основном алгоритме оптимизации в качестве начального приближения.

Основной алгоритм оптимизации состоит в следующем.

Вначале выберем метрику на множестве B_∂ вида

$$r(\bar{\beta}', \bar{\beta}'') = \sum_{m=1}^M |\beta_m' - \beta_m''| \quad (10)$$

и определим окрестность радиуса ρ точки $\bar{\beta} \in B_\partial$ как

$$O_\rho(\bar{\beta}) = \{\bar{\beta}' : r(\bar{\beta}, \bar{\beta}') \leq \rho\}. \quad (11)$$

Положим радиус $\rho = 2$, так как $O_1(\bar{\beta}) \cap B_\partial = \emptyset$ для всех $\bar{\beta} \in B_\partial$.

Затем выберем некоторые начальные решения $\bar{\beta}_0 \in B_\partial$.

Считая, что на $(k-1)$ -м шаге было получено допустимое решение $\bar{\beta}_{k-1}$, находим на k -ом шаге ($k=1,2,\dots$) оптимальное в локальной задаче решение

$$\bar{\beta}_k = \arg \min \{\alpha(\bar{\beta}) : \bar{\beta} \in O_2(\bar{\beta}_{k-1}) \cap B_\partial\}. \quad (12)$$

Если $\alpha(\bar{\beta}_k) \leq \alpha(\bar{\beta}_{k-1})$, то необходимо перейти к следующему шагу, в случае же $\alpha(\beta_k) > \alpha(\beta_{k-1})$ значение β_{k-1} принимается в качестве локального минимума функции цели.

Достаточными условиями для глобальности найденного минимума являются выпуклость множества допустимых решений B_0 и выпуклость функции цели $\alpha(\bar{\beta})$ [9]. Выше было доказано, что первое из оговоренных условий в нашем случае выполняется. Поэтому сходимость алгоритма будет обеспечена, если функция цели удовлетворяет свойству выпуклости.

Доказать выполнение свойства выпуклости функции цели $\alpha(\bar{\beta})$, определяемой согласно (8), затруднительно из-за ее сложности. Однако поведение функции $\alpha(\bar{\beta})$, значение которой характеризует разборчивость речи, согласуются со свойством выпуклости. Эта функция является монотонно убывающей по каждой из координат и асимптотически стремится к нулю с ростом значений этих координат. Поэтому при достаточно высоком уровне разборчивости речи предположение о выпуклости функции $\alpha(\bar{\beta})$ можно считать физически обоснованным.

Для нахождения начального значения $\bar{\beta}_0$ в алгоритме (12) можно воспользоваться алгоритмом предварительной оптимизации, суть которого состоит в следующем.

Вначале выбирается начальное значение $\bar{\beta}_0$ с достаточно большим числом бит представления и показателем разборчивости $\alpha(\bar{\beta}_0) \approx 0$, что соответствует высокой разборчивости речи.

Затем выполняется рекуррентная процедура, на каждом шаге которой определяется значение $\bar{\beta}_k$

$$\bar{\beta}_k = \arg \min_{\bar{\beta}_k \in D} \alpha(\bar{\beta}), \quad (13)$$

где $D = O_1(\bar{\beta}_{k-1})$ – окрестность единичного радиуса точки $\bar{\beta}_{k-1}$, которая определяется согласно (11).

Процедура прекращается, когда

$$\sum_{m=1}^M \bar{\beta}_{k,m} = b,$$

т.е. когда число бит, используемых для кодирования, достигает заданного значения b .

Начальное значение $\bar{\beta}_0$ для алгоритма (12) полагается равным $\bar{\beta}_k$.

Описанный выше алгоритм оптимизации кодирования коэффициентов отражения для вокодерных систем реализован программно на языке "Pascal". Оптимизация проводилась отдельно для вокализованных и невокализованных сегментов речи, что обусловлено следующими соображениями. Вокализованные и невокализованные звуки речи имеют различную физическую природу и поэтому обладают различным распределением энергии по частоте. Для невокализованных звуков речи на представление коэффициентов отражения может быть выделено на 4-5 бит больше, чем для вокализованных, так как для них не требуется передача значений частоты основного тона.

Для вокализованных сегментов речи диктора мужского пола с использованием алгоритма (12) получено следующее оптимальное по введенному показателю распределение 25 бит между 8-ю коэффициентами отражения: $\beta_1 = 4$; $\beta_2 = 5$; $\beta_3 = 4$; $\beta_4 = 4$; $\beta_5 = 3$; $\beta_6 = 2$; $\beta_7 = 2$; $\beta_8 = 1$. При этом значение показателя разборчивости (8) составило $\alpha(\bar{\beta}) \approx 0,042$.

Для невокализованных сегментов речи того же диктора с использованием алгоритма (12) оптимальное распределение 30 бит между 8-ю коэффициентами отражения составило: $\beta_1 = 6$; $\beta_2 = 6$; $\beta_3 = 5$; $\beta_4 = 4$; $\beta_5 = 3$; $\beta_6 = 3$; $\beta_7 = 2$; $\beta_8 = 1$. При этом значение показателя разборчивости составило $\alpha(\beta) \approx 0,038$.

В приведенном примере задача оптимизации решалась при различном числе двоичных разрядов, требуемых для кодирования коэффициентов отражения на вокализованных и невокализованных сегментах речи. При этом для кодирования коэффициентов отражения на вокализованных сегментах отводилась на 5 двоичных разрядов меньше, чем на невокализованных сегментах. Эти разряды резервировались для представления частоты основного тона. Интересно отметить, что при указанном соотношении необходимых разрядов двоичного представления коэффициентов отражения были достигнуты примерно одинаковые значения показателя разборчивости речи для вокализованных и невокализованных сегментов.

4. Оптимизация нелинейного квантования коэффициентов отражения

В работе [4] авторы на основе экспериментальных исследований пришли к выводу, что следует применять нелинейное квантование коэффициентов отражения в силу их неоднородной спектральной чувствительности. Причем, наибольшая спектральная чувствительность будет в том случае, когда модуль коэффициента близок к единице. В указанных работах предлагается до линейного квантования выполнять нелинейное преобразование коэффициентов отражения вида

$$f(k_m) = \ln \frac{F - k_m}{F + k_m}, \quad m = \overline{1, M}, \quad (14)$$

где значение параметра F не превышает единицы.

Поэтому по аналогии с уже рассмотренной задачей была сформулирована задача оптимизации нелинейного преобразования коэффициентов отражения в классе преобразований вида (14) по критерию максимальной разборчивости речи с использованием показателя разборчивости (3).

Опуская детали решения указанной задачи, приведем лишь ее окончательный результат, суть которого состоит в следующем. Нелинейному преобразованию (14) следует подвергать только первый коэффициент отражения и только для вокализованных сегментов речи с параметром F близким к единице. Остальные коэффициенты отражения предпочтительно квантовать линейно. Такой вывод справедлив для случая, когда частота дискретизации сигнала в стандартном телефонном канале составляет 8 кГц и каждый сегмент сигнала представляется 8-ю коэффициентами отражения.

Заключение

В настоящей статье сформулирована общая постановка задачи оптимизации алгоритмов обработки речевых сигналов для цифровых систем передачи по критерию максимальной разборчивости речи. Рассмотрены особенности задач оптимизации низкоскоростных систем передачи речи. Решены типовые задачи оптимизации алгоритмов обработки речевых сигналов для вокодеров с линейным предсказанием, использующих в качестве информативных параметров коэффициенты отражения. Разработан алгоритм оптимизации линейного кодирования коэффициентов отражения, который относится к классу алгоритмов целочисленного программирования, исследованы условия его сходимости. Приведены результаты решения задач оптимизации низкоскоростных систем передачи с вокодерами линейного предсказания.

Список литературы: 1. Пресняков И.Н., Омельченко А.В., Пресняков А.И. Оценка качества речи в цифровых системах передачи. Радиотехника. 2001. Вып. 120. С. 170-174. 2. Покровский Н. В. Расчет и измерение разборчивости речи. М.: Связьиздат, 1962. 390 с. 3. Вемян Г.В. Передача речи по сетям электросвязи. М.: радио и связь, 1985. 272с. 4. Дж. Д. Маркел, А. Х. Грей. Линейное предсказание речи. М.: Связь, 1980. 308с. 5. Рабинер Л. Р., Шафер Р. В. Цифровая обработка речевых сигналов /Под ред. М. В. Назарова и Ю. Н. Прохорова. М.: Радио и связь, 1981. 496 с. 6. Марпл. - мл. С. Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с. 7. Глушкин Л. М., Шварц В. Я, Шор Л. А. Задачи и алгоритмы комбинаторики и теории графов. Донецк.: ДПИ, 1982. 110 с. 8. Ковалев М. М. Дискретная оптимизация (целочисленное программирование). М.: Изд-во БГУ, 1977. 190 с. 9. Сергиенко И. В., Лебедева Т. Т., Роцин В. А. Приближенные методы решения дискретных задач оптимизации. Киев.: Наук. думка, 1980. 274 с. 10. Финкельштейн Ю. Ю. Приближенные методы и прикладные задачи дискретного программирования. М.: Наука, 1976. 264 с.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОТОКОЛА ТРАНСПОРТНОГО УРОВНЯ TCP/IP

Анализ открытых источников показывает, что протоколы TCP/IP стали широко использоваться в настоящее время в Украине (коммерческие сети Relcom, GlasNet, KsNet, Укрпак, SprintNet, SovomNet). Наряду с этим зачастую приходится слышать противоречивые мнения об эффективности применения данных протоколов: в одних отчётах пропускная способность TCP/IP представляется низкой, в других, напротив, достаточно высокой [1]. Вопрос же об оценке эффективности самого протокола нередко остаётся в тени. Попробуем прояснить ситуацию, подойдя к вопросу об эффективности протокола TCP/IP с аналитической точки зрения. В качестве показателей эффективности протокола выбраны вероятностно-временные характеристики. Основу методики оценки эффективности протокола TCP/IP составляет его вероятностно-временная модель, которая наглядна и адекватна природе самого протокола. В статье показано построение вероятностно-временной модели протокола TCP/IP для этапа вхождения в связь. Данная модель показана на рис.1. Как видно из рисунка, протокол TCP/IP-источника на стороне источника посылает протоколу TCP/IP-получателя сегмент SYN с указанием последовательного номера (N_{SYN}), указывая этим на необходимость установления соединения. Естественно, что пакет протокола IP несёт полную информацию об адресе источника и получателя соответственно A_1 и A_2 [2].

В процессе передачи пакета через сеть пакет может быть потерян ($P_{пот}^{SYN}$), принят правильно ($P_{пр}^{SYN}$), либо принят с ошибками в адресе получателя ($P_{ош.A2}^{SYN}$) или в адресе источника информации ($P_{ош.A1}^{SYN}$).

На приёмной стороне (TCP/IP-получателя) сегмент SYN считается принятым правильно, если правильно принят последовательный номер N_{SYN} ($N_{N_{SYN}}$ – вероятность правильного принятия последовательного номера).

В случае потери пакета SYN, а также при ошибках в адресе источника и получателя информации осуществляется повторная передача через тайм-аут (T_{TA}). Такое же воздействие происходит и в случае искажения последовательного номера синхронизации ($1 - P_{N_{SYN}}$) или в случае, когда протокол TCP/IP-получателя не готов к установлению соединения ($1 - P_n$), где P_n – вероятность пассивного открытия соединения. После правильного принятия сегмента SYN протокол TCP/IP-получателя подтверждает приём запроса на установление соединения сегментом SYN с его собственным последовательным номером синхронизации N_{SYN} и с номером подтверждения N_{ack} . В процессе передачи через сеть пакет также может быть потерян, искажён, либо принят правильно. На стороне TCP/IP-источника сегмент SYN считается принятым правильно, если правильно принят последовательный номер N_{SYN} , а также номер подтверждения N_{ack} . Повторная передача осуществляется через время тайм-аута $T_{TA1} = T_{TA} - T_{SYN}$ в результате потери пакета SYN, а также при приеме данного пакета с ошибками в адресе источника и получателя. Через время тайм-аута $T_{TA2} = T_{TA1} - T_{ack}$ осуществляется повтор пакетов, принятых с искажением последовательного номера N_{SYN} или номера подтверждения N_{ack} . Для завершения троекратного рукопожатия протокол TCP/IP-источника, в свою очередь, отвечает сегментам ACK с номером подтверждения N_{ack} .

Ситуация повторяется аналогичным образом (см. рис. 1). Здесь введены обозначения: $T_{TA3} = T_{TA2} - T_{ack}$, $T_{TA4} = T_{TA3} - T_{ack}$. Проводя эквивалентные преобразования вероятностно-временного графа (ВВГ) на рис. 1, приходим к ВВГ на рис. 2 а, б.

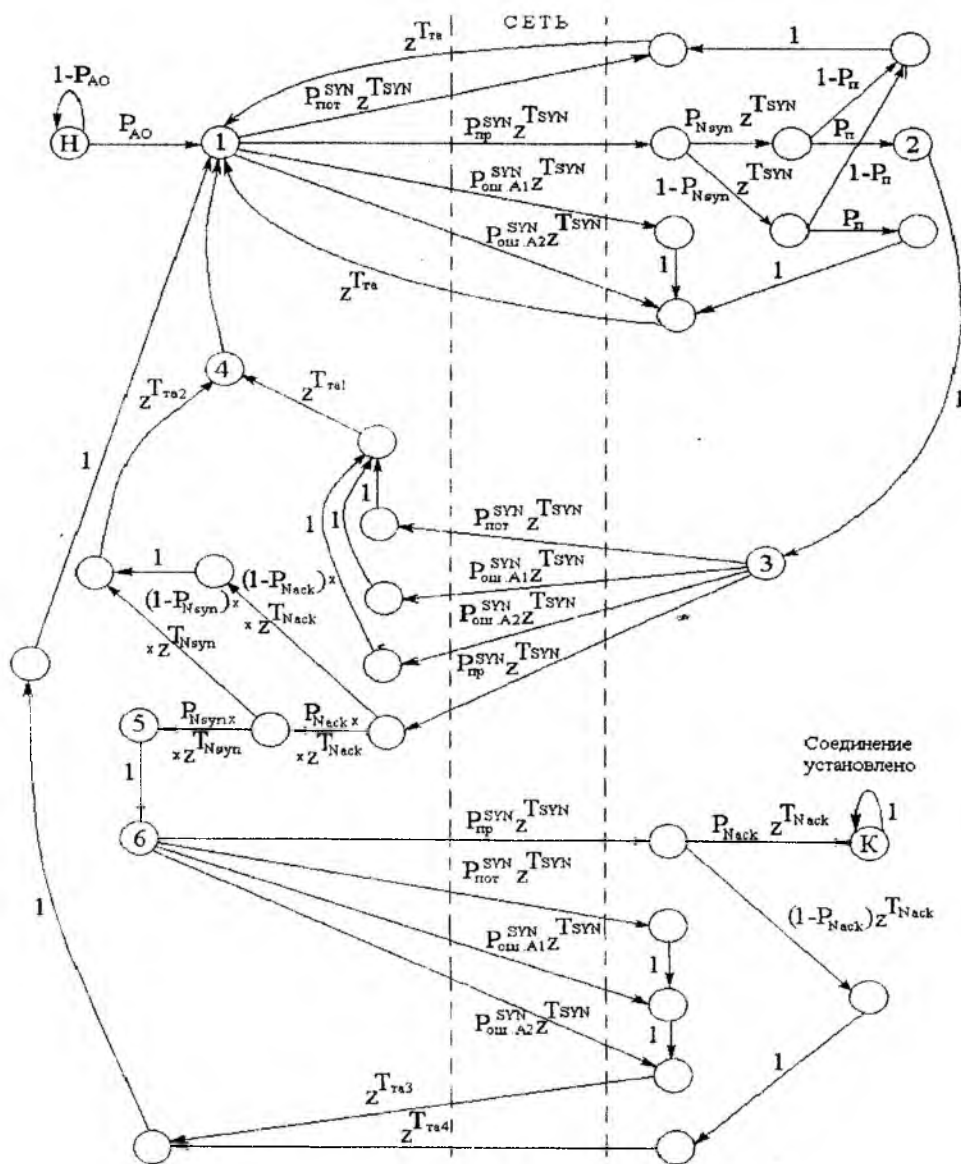


Рис. 1

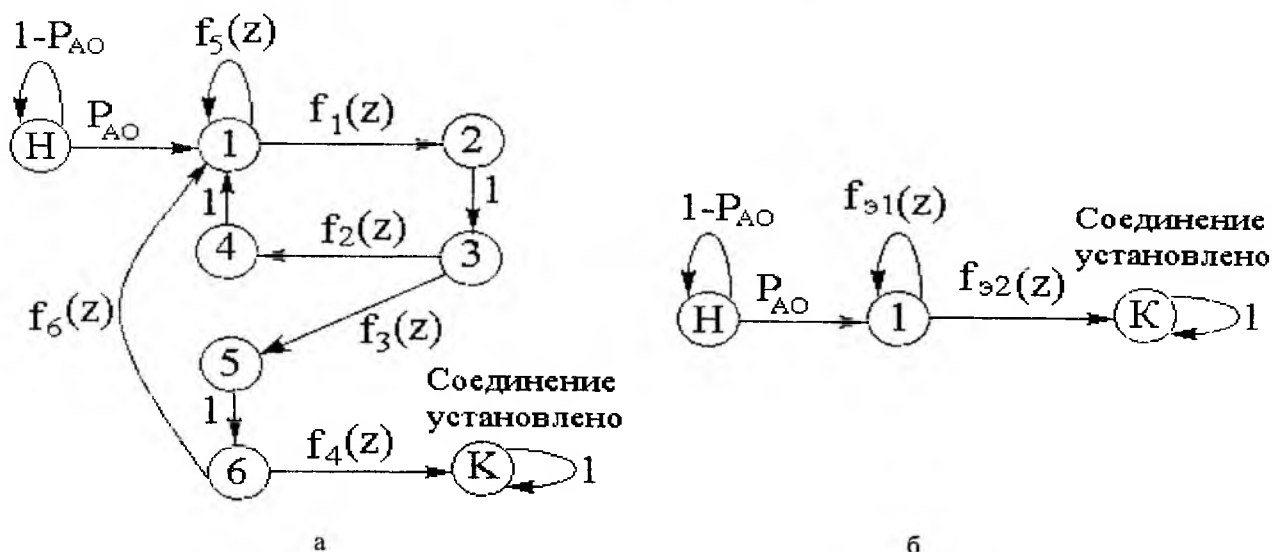


Рис. 2

Выражения для дуг ВВГ на рис. 2 а, б следующие:

$$f_1(z) = P_{np}^{SYN} P_{N_{SYN}} P_n z^{T_{SYN} + T_{N_{SYN}}},$$

$$f_2(z) = (P_{nom}^{SYN} + P_{ouA1}^{SYN} + P_{ouA2}^{SYN}) z^{T_{SYN} + T_{TA1}} + P_{np}^{SYN} (1 - P_{N_{ack}}) z^{T_{SYN} + T_{N_{ack}} + T_{TA2}} + P_{np}^{SYN} P_{N_{ack}} (1 - N_{SYN}) z^{T_{SYN} + T_{N_{ack}} + T_{N_{SYN}} + T_{TA}},$$

$$f_3(z) = P_{np}^{SYN} P_{N_{ack}} P_{N_{SYN}} z^{T_{SYN} + T_{N_{ack}} + T_{N_{SYN}}},$$

$$f_4(z) = P_{np}^{ack} P_{N_{ack}} z^{T_{ack} + T_{N_{ack}}},$$

$$f_5(z) = (P_{nom}^{SYN} + P_{ouA1}^{SYN} + P_{ouA2}^{SYN}) z^{T_{SYN} + T_{TA}} + P_{np}^{SYN} (1 - P_{N_{SYN}}) z^{T_{SYN} + T_{N_{SYN}} + T_{TA}} + P_{np}^{SYN} P_{N_{SYN}} (1 - P_n) z^{T_{SYN} + T_{N_{SYN}} + T_{TA}},$$

$$f_6(z) = (P_{nom}^{ack} + P_{ouA1}^{ack} + P_{ouA2}^{ack}) z^{T_{ack} + T_{TA3}} + P_{np}^{ack} (1 - P_{N_{ack}}) z^{T_{ack} + T_{N_{ack}} + T_{TA4}},$$

$$f_{\partial 1}(z) = f_5(z) \pm f_1(z)f_2(z) + f_1(z)f_3(z)f_6(z),$$

$$f_{\partial 2}(z) = f_1(z)f_3(z)f_4(z).$$

Производящая функция для ВВГ на рис.2 б имеет вид:

$$F(z) = \frac{f_{\partial 2}(z)}{1 - f_{\partial 1}(z)}.$$

Среднее время установления соединения между ТСП/ІР-источника и ТСП/ІР-потребителя определяется путём дифференцирования выражения для производящей функции $F(z)$ при $z = 1$. Для получения количественных оценок показателей эффективности протокола ТСП/ІР на этапе установления соединения необходимо задаться математической моделью ошибок в канале связи. Обычно такой выбор осуществляется на основании имеющейся информации о статистике ошибок в каналах связи.

Таким образом, задавшись моделью ошибок в канале связи, можно провести анализ зависимости среднего времени установлений соединений протокола ТСП/ІР от вероятности искажения символа в канале связи. Кроме этого, можно провести анализ зависимости данного временного показателя от параметров самого протокола (длины сегмента и длительности тайм-аута). Как видим, данная методика отражает особенности и закономерности протокола ТСП/ІР, проста, наглядна и имеет небольшое число параметров, необходимых для расчёта показателей эффективности данного протокола.

Список литературы: 1. *Протоколы информационно-вычислительных сетей*: Справочник / С.А. Аничкин, С.А. Белов и др./ Под ред. И.А. Мизина. М.: Радио и связь, 1990. 504 с. 2. *Блэк Ю. Сети ЭВМ: протоколы, стандарты, интерфейсы*. М: Мир, 1990. 510 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 18.07.2001



16-го октября 2001 года на 73-м году жизни ушел из жизни известный учёный, физик-теоретик, доктор физико-математических наук, профессор, академик Международной Академии наук прикладной радиоэлектроники, член редколлегии Всеукраинского научно-технического сборника «Радиотехника» Николай Антонович Хижняк.

Н. А. Хижняк родился 18 мая 1929 г. в селе Черкассы Лозовая Дергачевского района Харьковской области. В 1944 г. поступил в Харьковскую специальную среднюю школу Военно-воздушных Сил. Основные профессиональные навыки приобрёл на физико-математическом факультете Харьковского государственного университета, где учился и одновременно с 1949 г. работал лаборантом. После окончания университета в 1952 г. был направлен в Харьковский физико-технический институт (ХФТИ).

Отличительной особенностью его работы было постоянное сочетание научно-исследовательской деятельности с педагогической. В 1958 г. принимал активное участие в создании кафедры спецфизики при Харьковском авиационном институте. С 1970 г. Николай Антонович был профессором кафедры прикладной электродинамики радиофизического факультета Харьковского государственного университета.

Первой научной работой, выполненной Н. А. Хижняком, было исследование распространения электромагнитных волн в слоистых пространственно-неоднородных диэлектрических средах. Защищённая в 1952 г. дипломная работа и опубликованная в ЖТФ в 1955 г. статья положили начало многочисленным исследованиям замедляющих структур и нового механизма генерации электромагнитных волн.

Основная деятельность Н. А. Хижняка в 50-е годы была связана с расчётами при проектировании линейных электронных ускорителей. В 1957 г. вышли его работы по теории искусственных анизотропных диэлектриков. А в 1958 г. – по интегральным уравнениям макроскопической электродинамики, которые составили основу кандидатской диссертации. Основой докторской диссертации Н. А. Хижняка были выполненные им исследования в области физики плазменных ступок.

Результаты многоплановых исследований Н. А. Хижняка обобщены в 560 научных работах, среди них 56 авторских свидетельств и 5 монографий. Его вклад в разработку линейного ускорителя электронов отмечен Государственной премией СССР (1979 г.), работы по интегральным уравнениям электродинамики - Государственной премией УССР (19086 г.), по созданию малогабаритных ускорителей – Золотой медалью ВДНХ, по переменнo-фазовой фокусировке – Государственной премией Украины (1996 г.). Под руководством Н. А. Хижняка защищены 52 кандидатские диссертации, четверть всех защитившихся в настоящее время являются докторами наук, работающими в различных научно-исследовательских организациях и высших учебных заведениях. Многолетняя научная деятельность Н. А. Хижняка получила широкое международное признание.

Ученики и последователи Николая Антоновича Хижняка навсегда сохранят в своих сердцах светлую память о талантливом учёном, организаторе науки, замечательном человеке.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Шокало В.М., Омаров М.А., Грецих Д.В., Лучанинов Ю.А.</i> Моделирование крупноапертурных ректенн космических энергосистем. 1. Модель крупноапертурной ректенны для расчета КПД выпрямления при соосном расположении передающей и приемной апертур и изменяющейся дальности передачи энергии	3
<i>Должиков В.В., Рыбалко А.М.</i> Статистический синтез антенных решеток с низкой чувствительностью оптимальных диаграмм к флуктуациям в распределении источников	11
<i>Токарский П.Л.</i> Взаимные сопротивления между горизонтальными электрическими диполями на границе раздела двух сред	15
<i>Дорошенко В.А.</i> Возбуждение модифицированной биконической структуры магнитным радиальным диполем	19
<i>Омельченко В.А., Балабанов В.В., Безрук В.М.</i> Многокритериальная задача обнаружения неизвестных случайных сигналов спектральным методом	27
<i>Чередников П.И.</i> Синтез явлений параметрического зонного резонанса	35
<i>Карташов В.М., Сытник О.В., Васильченко А.А.</i> Алгоритм оценивания оптимальных направлений зондирования атмосферы акустическими системами	42
<i>Делов И.А., Слипченко Н.И.</i> Некоторые результаты оценки анизотропии параметров атмосферы по данным акустического зондирования	47
<i>Деденок В.П., Валевахин Г.Н., Ткаченко А.А.</i> Определение невозмущенной орбиты космического объекта	58
<i>Рогожкин Е.В., Антонова В.А., Емельянов Л.Я.</i> О возможности улучшения характеристик антенных коммутаторов в радиолокаторах некогерентного рассеяния	61
<i>Омельченко А.И., Катасонов А.Ф.</i> Методика учета влияния подстилающей поверхности на измеренную поляризационную матрицу рассеяния объекта	65
<i>Жирнов В.В., Лебедев О.Г., Сахновская Л.З.</i> Радиолокационные мешающие отражения от неоднородностей приземной окружающей среды. Экспериментальные характеристики и статистическая модель	69
<i>Клейман А.С., Левенберг А.И., Романько В.Н., Соловьев В.С., Таламанов С.А.</i> Региональная система передачи потребителям размера единиц частоты и шкал времени	74
<i>Бавыкина В.В., Коваль Ю.А., Кундюков С.Г.</i> Потенциальная точность измерения сдвига шкал времени в системах синхронизации с дискретными частотными сигналами	78
<i>Горобец Н.Н., Чеботарев В.И., Чекалин Г.М.</i> Синтез заданного состояния поляризации электромагнитных волн в произвольном эллиптически поляризованном базисе	86
<i>Зуев Н.Г., Чумаченко В.С., Чумаченко С.В.</i> Численно-аналитический и физический анализ распространения электромагнитных волн в цилиндрических периодических структурах. II	94
<i>Катрич В.А., Мартыненко С.А., Яцук Л.П.</i> Наклонная щель в узкой стенке прямоугольного волновода	100
<i>Бондаренко И.Н.</i> Формирование когерентного гетеродинного сигнала с помощью высокодобротных криогенных резонаторов	106
<i>Фитзьо В.М., Бобицкий Я.В.</i> Волоконно-оптический интерферометр на системе решеток Брегга	109
<i>Кокодий Н.Г., Тиманюк В.А.</i> Коррекция временных характеристик теплового приемника оптического излучения	113
<i>Гурин О.В., Маслов В.А., Свич В.А., Топков А.Н., Фурсова Е.В.</i> Полигармонические волноводы типа канал в диэлектрике для передачи пучков излучения вида функций сомбреро и супергауссиан	117

<i>Листратенко А.М.</i> Исследование и разработка малозатратной технологии изготовления высокоэффективных кремниевых фотопреобразователей космического назначения	121
<i>Кравченко Н.И.</i> Цифровое моделирование амплитудного детектора	126
<i>Захаров И.П., Штефан Н.В.</i> Обнаружение грубых погрешностей и промахов при обработке результатов наблюдений	130
<i>Пащенко А.Г.</i> Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в несимметричной квантоворазмерной структуре	134
<i>Гордиенко Ю.Е., Яковлев Д.Р.</i> Математические аспекты метода полевого эффекта для спектроскопии локализованных состояний в неупорядоченных полупроводниках	139
<i>Зуев, С.А. Старостенко В.В., Шадрин А.А.</i> Модель расчета полевых транзисторов на <i>GaAs</i> субмикронных размеров	146
<i>Даник Ю.Г., Марков С.И., Ткаченко Н.Н.</i> Генератор шума	153
<i>Грицунов А.В.</i> К выводу уравнения возбуждения цепочки связанных резонаторов для метода мгновенных значений	156
<i>Писаренко В.М. Копоть М.А., Никитенко А.Н.</i> Расчет электродинамических характеристик резонаторной системы коаксиального магнетрона (ТЕМ)	163
<i>Лагутин М.Ф., Огиенко А.А., Лагутин В.М., Огиенко В.А.</i> Синергетический подход к анализу кооперативного влияния низкоинтенсивного КВЧ-воздействия и тепловых шумов на одноклеточные организмы	172
<i>Лагутин М.Ф., Булага В.В., Колендовская М.М.</i> Разработка модели медицинской информационно-аналитической системы для исследования политравм	177
<i>Марков Д.В., Терещенко А.И.</i> Электрофизические методы исследования некоторых биологических объектов	181
<i>Шаваша Х.Х.</i> Опыт практической телекардиоэкспертизы между Украиной и странами Ближнего Востока	185
<i>Татарчук С.И.</i> Проблемы формализации процесса управления переоснащением предприятий связи	189
<i>Андреев А.И. Гринь А.А., Охрущак Д.В.</i> Определение оптимальных параметров двухсвязной итерационной системы ФАП из условия получения минимума квадратичной интегральной оценки	192
<i>Пресняков И.Н., Омельченко А.В., Пресняков А.И.</i> Оптимизация цифровых систем передачи речи	197
<i>Невмержицкий И.М., Шаповалов С.В., Польщиков К.А.</i> Методика оценки эффективности протокола транспортного уровня ТСР/IP	203

CONTENTS

<i>Shokalo V.M., Omarov M.A., Gretskih D.V., Luchaninov Yu.A.</i> Modeling of large aperture rectennas for space power systems. 1. Model of large aperture rectenna for calculation of rectification efficiency in a coaxial arrangement of transmitting and reception apertures and varying energy transfer range	3
<i>Dolzhikov V.V., Rybalko A.M.</i> Statistical synthesis of antenna arrays with the optimum patterns low sensitivity to random fluctuations of the current distribution	11
<i>Tokarsky P.L.</i> Mutual impedance between horizontal electrical dipoles at the interface between two media	15
<i>Doroshenko V.A.</i> Excitation of a modified biconical structure by a magnetic radial dipole	19
<i>Omelchenko V.A., Balabanov V.V., Bezruk V.V.</i> Multicriteria problem of unknown random signals detection with spectral method	27
<i>Cherednikov P.I.</i> Parametric zone resonance phenomenon synthesis	35
<i>Kartashov V.M., Sytnik O.V., Vasilchenko A.A.</i> Estimation algorithm of optimum atmosphere sounding directions with acoustic systems	42
<i>Delov I.A., Slipchenko N.I.</i> Some results of atmosphere parameters anisotropy estimation by the acoustic sounding data	47
<i>Dedenok V.P., Valevahin G.N., Tkachenko A.A.</i> Definition of unperturbed orbit of a space object	58
<i>Rogozkin E.V., Antonova V.A., Emeljanov L.Ja.</i> About the possibility of improving the antenna commutators characteristics on incoherent scatter radars	61
<i>Omelchenko A., Katasonov A.</i> Procedure of accounting the underlying surface action on the measured polarization matrix of the object diffusion	65
<i>Zhirnov V.V., Lebedev O.G., Sakhnovska L.Z.</i> Radar-tracking hindering reflections from heterogeneities of a near-earth environment. Experimental performances and statistical model	69
<i>Kleiman A.S., Levenberg A.I., Romanko V.N., Solovyov V.S., Talamanov S.A.</i> Regional system of frequency unit dimension and time scales transferring to the consumers	74
<i>Bavykina V.V., Koval Yu.A., Kundyukov S.G.</i> Potential accuracy of time scales shift measurement in the systems of synchronization with discrete frequency signals	78
<i>Gorobets N.N., Chebotaryov B.I., Chekalin G.M.</i> Synthesis of the given state of electromagnetic wave polarization in the arbitrary elliptically polarized basis	86
<i>Zuev V.G., Chumachenko V.S., Chumachenko S.V.</i> Numerical-analytical and physical analysis of electromagnetic waves propagation in the open cylindrical periodical structures II.	94
<i>Katrich V.A., Martynenko S.A., Yatsuk L.P.</i> Tilted slot in a narrow wall of a rectangular waveguide	100
<i>Bondarenko I.N.</i> Shaping of a coherent heterodyne signal with the help of high-Q cryogenic resonators	106
<i>Fitio V.M., Bobitski Y.W.</i> Fiber-optic interferometer on Bragg gratings system	109
<i>Kokody N.G., Timanyuk V.A.</i> Correction of time characteristics of the optical radiation thermal receiver	113
<i>Gurin O.V., Fursova E.V., Maslov V.A., Svich V.A., Topkov A.N.</i> Polyharmonic hollow-core dielectric waveguides for transmission of the radiation beams in the form of the sombrero and the super-gaussian functions	117
<i>Listratenko A.M.</i> Investigation and development of small-expenditure technologies of high-efficient silicon photo converters for space purposes	121
<i>Kravchenko N.I.</i> Digital simulation of amplitude detector	126
<i>Zakharov I, Shtefan N.</i> Gross errors detection when processing the observation results	130

<i>Pashchenko A.G.</i> Influence of the external stationary electrical field on the particles and quasi-particles power state in the nonsymmetrical quantum-well structure	134
<i>Gordienko Yu.Ye., Yakovlev D.R.</i> Mathematical aspects of field-effect method for localized states spectroscopy in noncrystalline semiconductors	139
<i>Zujev S.A., Starostenko V.V., Shadrin A.A.</i> Model of calculation of <i>GaAs</i> field-effect transistors of submicron sizes	146
<i>Danik U.G., Markov S.I., Tkachenko N.N.</i> Noise generator	153
<i>Gritsunov A.V.</i> To the derivation of a coupled cavity chain excitation equation for the instantaneous values method	156
<i>Pisarenko B.M., Kopot' M.A., Nikitenko O.M.</i> Calculation of the coaxial magnetron (TEM) resonators systems electrodynamic characteristics	163
<i>Lagutin M.F., Ogienko A.A., Lagutin V.M., Ogienko V.A.</i> Synergetic approach to analysis of cooperative low-intensity EHF and heat noise action on unicellular organisms	172
<i>Lagutin M.F., Bulaga V.V., Kolendovskaya M.M.</i> Development of medical information-analytical system model for studying polytraumas	177
<i>Danik U.G., Markov S.I., Tkachenko N.N.</i> Noise generator	181
<i>Shawasha Kh.H.</i> Experience of practical cardioexpertise between Ukraine and the countries of Near East	185
<i>Tatarchuk S.I.</i> The problem of telecommunication enterprises modernization control process formalization	189
<i>Andreyev A.I., Grin A.A., Okhrushchak D.B.</i> Determination of optimum parameters of bi-coherent iteration system from the condition of getting minimum quadratic integral estimate	192
<i>Presnyakov I.N., Omelchenko A.V., Presnyakov A.I.</i> Optimization of digital systems for speech transmission	197
<i>Nevmerjitskiy I.M., Shapovalov S.V., Polschikov K.A.</i> Technique of an efficiency estimation of the TCP/IP transport level protocol	203

УДК 662.396.67: 621.314.6

Моделирование крупноапертурных ректенн космических энергосистем. 1. Модель крупноапертурной ректенны для расчета КПД выпрямления при соосном расположении передающей и приемной апертур и изменяющейся дальности передачи энергии / В.М. Шокало, М.А. Омаров, Д.В. Грецких, Ю.А. Лучанинов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.121. С. 3-10

Разработан подход к анализу КПД выпрямления крупноапертурных ректенн, возбуждаемых падающим полем с неравномерным гауссовским амплитудным распределением и квадратичным фазовым распределением. Представлены численные результаты расчета КПД выпрямления при соосном расположении передающей антенны и ректенны и изменяющейся дальности передачи энергии

Ил.3. Библиогр.: 13 назв.

УДК 662.396.67: 621.314.6

Моделювання великоапертурних ректен космічних енергосистем. 1. Модель великоапертурної ректени для розрахунку ККД випрямлення при сувісному розташуванні передавальної та приймальної апертур та змінній дальності передачі енергії / В.М. Шокало, М.А. Омаров, Д.В. Грецьких, Ю.А. Лучанинов // Радиотехника: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2001. Вип.121. С. 3-10

Розроблено підхід до аналізу ККД випрямлення великоапертурних ректен, що збуджуються падаючим полем із нерівномірним гаусовським амплітудним розподілом та квадратичним фазовим розподілом. Представлені чисельні результати розрахунку ККД випрямлення при сувісному розташуванні передавальної антени та ректени та змінній дальності передачі енергії.

Ил.3. Бібліогр.: 13 назв.

UDC 662.396.67: 621.314.6

Modeling of large aperture rectennas for space power systems. 1. Model of large aperture rectenna for calculation of rectification efficiency in a coaxial arrangement of transmitting and reception apertures and varying energy transfer range / V.M. Shokalo, M.A. Omarov, D.V. Gretskih, Yu.A. Luchaninov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 121. P. 3-10.

The approach to the analysis of the rectification efficiency of large aperture rectennas excited by an incident field with nonuniform amplitude gaussian distribution and square-law phase distribution is worked out. Numerical results of the rectification efficiency with coaxial transmitting antenna and rectenna and varying energy transmission are presented.

Fig.3. Ref.: 13 items.

УДК 621.396.67.01

Статистический синтез антенных решеток с низкой чувствительностью оптимальных диаграмм к флуктуациям в распределении источников / В.В. Должиков, А.М. Рыбалко // Радиотехника:

Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 11-14.

Решена в статистической постановке задача синтеза антенных решеток по критерию минимума дисперсии диаграмм направленности при заданном значении невязки средней ДН. Определен класс диаграмм направленности, синтез которых приводит к ДН с низкой чувствительностью к флуктуациям в распределении источников.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.67.01

Статистичний синтез антенних решіток з низькою чутливістю оптимальних діаграм до флуктуацій у розподілі джерел / В.В. Должиков, О.М.Рибалко // Радиотехника: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 11-14.

Розв'язана в статистичній постановці задача синтезу антенних решіток за критерієм мінімуму дисперсії діаграм спрямованості при заданому значенні невязки середньої ДС. Визначено клас діаграм спрямованості, синтез яких веде до ДС з низькою чутливістю до флуктуацій в розподілі джерел.

Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.01

Statistical synthesis of antenna arrays with the optimum patterns low sensitivity to random fluctuations of the current distribution / V.V. Dolzhikov, A.M. Rybalko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 11-14.

The problem of the antenna array synthesis according to the criterion of the radiation patterns minimum variance with the prescribed value of the average radiation pattern discrepancy is solved. The class of radiation patterns is defined, the synthesis of these patterns results in a radiation pattern with low sensitivity to the amplitude-phase distribution fluctuations.

Ref.: 3 items.

УДК 621.396.677

Взаимные сопротивления между горизонтальными электрическими диполями на границе раздела двух сред / П.Л. Токарский // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2001. Вып. 123. С. 15-18.

Рассмотрено взаимное влияние двух горизонтальных электрических диполей (ГЭД), расположенных на плоской поверхности раздела двух сред, одна из которых имеет конечную проводимость. Получено выражение для взаимных сопротивлений между двумя параллельными ГЭД, которое составлено в виде двух частей интегральной и асимптотической. Выделение последней из общего выражения позволило добиться быстро сходимости операции численного интегрирования. Приведены расчетные зависимости взаимных сопротивлений между двумя параллельными ГЭД от расстояния между ними для сред с различной проводимостью. Обсуждены результаты вычислений.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.677

Взаємні опори між горизонтальними електричними диполями на границі поділу двох середовищ / П.Л. Токарський // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 123. С. 15-18.

Розглянуто взаємний вплив двох горизонтальних електричних диполів (ГЕД), розташованих на плоскій поверхні поділу двох середовищ, одне з яких має скінчену провідність. Одержано вираз для взаємного опорів між двома паралельними ГЕД, що складається з двох частин – інтегральної і асимптотичної. Відокремлено останньої із загального виразу дозволило досягти швидкої збіжності операції числового інтегрування. Наведено розраховані залежності взаємних опорів між двома паралельними ГЕД від відстані між ними для середовищ різними провідностями. Обговорені результати обчислень.

Іл. 3. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.677

Mutual impedance between horizontal electrical dipoles at the interface between two media / P.L. Tokarsky // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 123. P. 15-18.

The interaction of two horizontal electrical dipoles (HED), placed on the plane interface between two media, one of them having finite conductivity, is considered. The expression for the mutual impedance of parallel two HED, that involves two parts – the integral and the asymptotic term, is obtained. Extraction of the asymptotic term from the general expression allows to reach quick convergence of the integrating operation. The mutual resistances between the parallel HED versus the distance between them for different conductance of the media are presented. The computation results are discussed.

УДК 517.9

Возбуждение модифицированной биконической структуры магнитным радиальным диполем / В.А. Дорошенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 19-26.

Рассмотрена задача возбуждения магнитным радиальным диполем неограниченного идеально проводящего тонкого кругового биконуса, состоящего из сплошного конуса и конуса с периодическими продольными щелями. Метод решения граничной задачи базируется на применении интегрального преобразования Конторовича-Лебедева и метода полуобращения. В приближении полупрозрачного конуса (частный случай конуса со щелями) получено аналитическое решение задачи. Исследованы спектр граничной задачи и структура поля.

Ил.1 Библиогр.: 20назв.

УДК 517.9

Збудження модифікованої біконічної структури магнітним радіальним диполем / В.О.Дорошенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 19-26.

Розглянута задача збудження магнітним радіальним диполем необмеженого ідеально провідного тонкого кругового біконуса, що складається з суцільного конуса та конуса з періодичними поздовжніми щілинами. Метод розв'язку граничної задачі базується на використанні інтегрального перетворення Конторовича-Лебедева і метода напівобернення. У наближенні напівпрозорого конуса (частинний випадок конуса із щілинами) отримано аналітичний розв'язок задачі. Досліджені спектр граничної задачі та структура поля.

Іл.1. Бібліогр.: 20назв.

UDC 517.9

Excitation of a modified biconical structure by a magnetic radial dipole / V.A.Doroshenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. №121. P. 19-26.

The problem of an infinite perfectly conducting thin circular bicone excitation with a magnetic dipole is considered. The bicone consists of an isotropic cone and a cone with periodical longitudinal slots. The solution method of the boundary problem is based on using the integral Kontorovich-Lebedev transforms and the semi-inversion method. The solution of the problem is obtained for the semi-transparent cone (a particular case of the cone with slots). The spectrum of the boundary problem and the field structure are investigated

1fig. Ref.: 20 items.

УДК 537.86.519

Многокритериальная задача обнаружения неизвестных случайных сигналов спектральным методом / В.А. Омельченко, В.В. Балабанов, В.М. Безрук // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121 С. 27-34.

Рассматривается решение задачи обнаружения неизвестных сигналов на фоне помехи с заданными статистическими характеристиками. При решении задачи использована вероятностная модель в виде ортогональных разложений случайных сигналов, которая приводит к спектральным методам обнаружения сигналов. Рассмотрен пример решения задачи обнаружения неизвестных сигналов при многокритериальной постановке с учетом совокупности показателей качества обнаружения, быстродействия, а также затрат на проектирование и реализацию обнаружителя.

Табл. 4. Ил. 1. Библиогр.: 15 назв.

УДК 621.391

Багатокритеріальна задача виявлення невідомих випадкових сигналів спектральним методом / В.О. Омельченко, В.В. Балабанов, В.М. Безрук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 27-34.

Розглядається рішення задачі виявлення невідомих сигналів на фоні завади з заданими статистичними характеристиками. При рішенні задачі використана ймовірнісна модель у вигляді ортогональних розкладів випадкових сигналів, яка приводить до спектральних методів виявлення сигналів. Розглянуто приклад рішення задачі виявлення невідомих сигналів при багатокритеріальній постановці з урахуванням сукупності показників якості виявлення, швидкодії, а також витрат на проектування та реалізацію виявлювача.

Табл. 4. Іл. 1. Бібліогр.: 15 назв.

UDC 621.391

Multicriteria problem of unknown random signals detection with spectral method / V.A. Omelchenko, V.V. Balabanov, V.V. Bezruk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 121. P. 27-34.

Solution of the problem of detecting unknown signals on the noise background with preset statistical characteristics is considered. The probabilistic model in the form of orthogonally scanned random signals is used when solving the problem, this model leads to the spectral methods of signal detection. The example of solving the unknown signals detection problem with a multicriteria statement taking into account the totality of the detection quality, speed acting indices as expenditures for designing and realizing the detector are considered.

4 tab. 1 fig. 15 items.

УДК 5.392:535(075.8):538.9:621.375.7

Синтез явлений параметрического зонного резонанса / П.И.Чередников // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 35-41.

Предложен метод синтеза явления параметрического зонного резонанса, включающий интегральную модуляцию параметра и механизм взаимодействия колебательной системы с сильной накачкой. Сформирована сущность динамики колебаний в зонах МХЧ. Доказана концепция непрерывно-дискретного обмена энергией в параметрических зонных системах с накачкой.

Ил.8.Библиогр.: 13 назв.

УДК 5.392:535(075.8):538.9:621.375.7

Синтез явища параметричного зонного резонансу / П.І.Чередніков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техніч. зб. 2001. Вип. 121. С. 35-41.

Запропоновано метод синтезу явища параметричного зонного резонансу, що включає інтегральну модуляцію параметрів та механізм коливальної системи з потужним накачуванням. Сформована суть динаміки коливань в зонах МХЧ. Доведена концепція безперервно-дискретного обміну енергією в параметричних зонних системах з накачуванням.

Іл.8. Бібліогр.: 13 назв.

UDC5.392:535(075.8):538.9:621.375.7

Parametric zone resonance phenomenon synthesis / P.I.Cherednikov// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 35-41.

The method of synthesis of parametric zone resonance incorporating integral modulation of parameter and mechanism of the oscillating system interaction with a strong pumping is offered. Dynamics of oscillations in MCCH zones is formed. The concept of continuous-discrete power exchange in the parametric zone system with pumping is offered.

8 fig. Ref.: 13 items.

УДК 621.396.962.23

Алгоритм оценивания оптимальных направлений зондирования атмосферы акустическими системами / В.М. Карташов, О.В. Сытник, А.А.Васильченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 42-46.

Рассмотрены способы выбора оптимального с точки зрения минимума помех направления зондирования акустического локатора. Для оценки оптимального направления применяются методы спектрального анализа с использованием адаптивных антенных решёток.

Ил. 6. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.962.23

Алгоритм оцінювання оптимальних напрямків зондування атмосфери акустичними системами / В.М. Карташов, О.В. Ситник, А.О.Васильченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вып. 121. С. 42-46.

Розглянуті способи вибору оптимального з точки зору мінімуму завад напрямку зондування акустичного локатора. Для оцінки оптимального напрямку застосовуються методи спектрального аналізу з використанням адаптивних антенних решіток.

Ил. 6. Бібліогр.: 5 назви.

UDC 621.396.962.23

Estimation algorithm of optimum atmosphere sounding directions with acoustic systems / V.M. Kartashov, O.V.Sytник, A.A. Vasilchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 42-46.

Selection methods of acoustic locator optimum in respect to noise minimum of sounding direction are considered. The methods of spectral analysis using the adaptive antenna arrays have been applied for estimation of the optimum direction.

6 fig. Ref.: 5 items.

УДК 551.501.7

Некоторые результаты оценки анизотропии параметров атмосферы по данным акустического зондирования / И.А. Делов, Н.И. Слипченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 47-57.

Представлены новые экспериментальные данные, полученные в результате акустического зондирования пограничного атмосферного слоя (ПАС), свидетельствующие о существовании сильной анизотропии температурных неоднородностей, размеры которых относятся к инерционной подобласти спектра. Высказана гипотеза о том, что в температурно-стратифицированной атмосфере анизотропия неоднородностей турбулентного происхождения с уменьшением размеров неоднородностей должна увеличиваться.

Табл.2. Ил.9. Библиогр.: 19 назв.

УДК 551.501.7

Деякі результати оцінки анізотропії параметрів атмосфери за даними акустичного зондування / І.А. Делов, М.І. Слипченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вып. 121. С. 47-57.

Подані нові експериментальні дані, отримані у результаті акустичного зондування межового атмосферного шару (МАШ), які свідчать про існування сильної анізотропії температурних неоднорідностей, розміри яких відносяться до інерційної підобласті спектра. Висунуто гіпотезу про те, що в температурно-стратифікованій атмосфері анізотропія неоднорідностей турбулентного походження зі зменшенням розмірів неоднорідностей має збільшуватися.

Табл.2. Ил.9. Бібліогр.: 19 назв.

UDC 551.501.7

Some results of atmosphere parameters anisotropy estimation by the acoustic sounding data / I.A. Delov, N.I. Slipchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 47-57

The new experimental data acquired as a result of acoustic sounding of boundary atmosphere layer (BAL) are presented. These data indicate that a strong anisotropy of temperature imperfections, their dimensions belong to inertial subregion of the spectrum, exists in a boundary layer. A hypothesis has been put forward that anisotropy of the turbulent origin imperfection in the temperature stratified atmosphere should increase with reduction in imperfections' dimensions.

2 tab. 9 fig. Ref.: 19 items.

УДК 629.78

Определение невозмущенной орбиты космического объекта / В.П. Деденок, Г.Н. Валевахин, А.А. Ткаченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн.сб. 2001. Вып. 121. С. 58-60.

Предложен нетрадиционный способ задания орбиты космического объекта для случая, когда не полностью известны начальные условия или кеплеровские элементы орбиты. Показано, что восстановление всех орбитальных характеристик возможно, если заданы интеграл площадей, вектор положения в инерциальной системе ко-

ординат и значение радиальной скорости относительно наземного измерительного пункта, для которого известны координаты положения и скорости. Приведена геометрическая трактовка полученных решений.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 629.78

Визначення незбуреної орбіти космічного об'єкта / В.П. Деденок, Г.М. Валевахін, А.О. Ткаченко
// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 58-60.

Запропонований нетрадиційний спосіб задання орбіти космічного об'єкта для випадку, коли не цілком відомі початкові умови чи кеплеровські елементи орбіти. Показано, що відновлення всіх орбітальних характеристик можливо, якщо задані інтеграл площ, вектор положення в інерційній системі координат і значення радіальної швидкості щодо наземного вимірювального пункту, для якого відомі координати положення і швидкості. Приведено геометричне трактування отриманих рішень.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

UDC 629.78

Definition of unperturbed orbit of a space object / V.P. Dedenok, G.N. Valevahn, A.A. Tkachenko
// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 58-60.

The non traditional method of a space object orbit presetting for the case when the initial conditions or the orbit Kepler elements are not completely known is offered. It is shown, that recovery of all orbital characteristics is possible, if the areas integral, state vector in the inertial system of coordinates and the radial velocity value relative to the terrestrial measuring point are present, the measuring point location coordinates and velocity being known. The geometrical interpretation of the obtained solutions is given.

2 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.396

О возможности улучшения характеристик антенных коммутаторов в радиолокаторах некогерентного рассеяния / Е.В. Рогожкин, В.А. Антонова, Л.Я. Емельянов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 61-64.

Показано, что основное требование к антенным коммутаторам радиолокаторов некогерентного рассеяния - это максимально возможная развязка между передатчиком и приемником в межимпульсный период. Для ее достижения в схему балансного коммутатора предлагается ввести дополнительные элементы - четырехполосник с регулируемым комплексным коэффициентом передачи и направленный ответвитель.

Ил.3. Библиогр.:1 назв.

УДК 621.396

Про можливість поліпшення характеристик антенних комутаторів в радіолокаторах некогерентного розсіяння / Є.В. Рогожкін, В.А. Антонова, Л.Я. Ємельянов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 61-64.

Показано, що основні вимоги до антенних комутаторів радарів некогерентного розсіяння - це максимально можлива розв'язка між передавачем та приймачем в міжімпульсний період. Для досягнення цього до схеми балансного комутатора пропонується ввести додаткові елементи - чотирьохполосник з комплексним коефіцієнтом передачі, що регулюється, та спрямований відгалужувач.

Ил.3. Библиогр.:1 назв.

UDC 621.396

About the possibility of improving the antenna commutators characteristics on incoherent scatter radars / E.V. Rogozkin, V.A. Antonova, L.Ja. Emeljanov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P.61-64.

It is shown that the essential feature required of to the antenna commutator of incoherent scatter radars is the maximum possible decoupling between the transmitter and the receiver in an interpulse period. With this aim in mind it is proposed to implicate the quadripole with adjustable complex transmission coefficient and the directional coupler to the balance commutator scheme.

3 fig. Ref.: 1 item.

УДК 621.396.96

Методика учета влияния подстилающей поверхности на измеренную поляризационную матрицу рассеяния объекта / А. И. Омельченко, А. Ф. Катасонов // Радиотехника: Всеукр. Межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 65-68.

В статье проведен анализ влияния подстилающей поверхности на измеренное значение поляризационной матрицы рассеяния объекта. Полученные результаты могут быть в дальнейшем использованы при оценке поляризационных свойств подстилающей поверхности, а также при оценке эффективности обнаружения целей на фоне подстилающей поверхности.

Ил. 7. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.96

Методика обліку впливу поверхні, що підстилає, на обмірювану поляризаційну матрицю розсіювання об'єкта / А. І. Омельченко, О. Ф. Катасонов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 65-68.

У статті проведено аналіз впливу поверхні, що підстилає, на вимірне значення поляризаційної матриці розсіювання об'єкта. Отримані результати можуть бути використані надалі при оцінці поляризаційних властивостей поверхні, що підстилає, а також при оцінці ефективності виявлення цілей на тлі поверхні, що підстилає.

Ил. 7. Библиогр.: 2 назви.

UDC 621.396.96

Procedure of accounting the underlying surface action on the measured polarization matrix of on object diffusion / A. Omelchenko, A. Katasonov // Radiotekhnika: All-ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 65-68.

Analysis of the underlying surface action on the measured value of the object diffusion polarization matrix is given. The obtained results can be used later on when estimating the underlying surface polarization properties and when estimating efficiency of the object detection against a background of the underlying surface.

7 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.396

Радиолокационные мешающие отражения от неоднородностей приземной окружающей среды.

Экспериментальные характеристики и статистическая модель / В.В. Жирнов, О.Г. Лебедев,

Л.З. Сахновская // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. научн.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 69-73.

На основе анализа теоретических и экспериментальных исследований рассмотрены особенности мешающих отражений от неоднородностей атмосферы и подстилающей поверхности. Наличие подобных отражений приводит к резкому уменьшению энергетического и доплеровского контраста радиолокационных сигналов от низколетящих воздушных объектов. Показано, что сложность и высокая пространственно – временная динамичность распределения амплитуд и спектра подобных мешающих отражений не дают возможности получения статистической модели простыми способами.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.

Радиолокаційні заважаючі відбиття від неоднорідностей приземного оточуючого середовища.

Експериментальні характеристики та статистична модель / В.В. Жирнов, О.Г. Лебедев, Л.З. Сахновська

// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 69-73.

На основі аналізу теоретичних і експериментальних досліджень розглянуті особливості заважаючі відбиттів від неоднорідностей атмосфери та підстилаючої поверхні. Наявність подібних відбиттів приводить до різкого зменшення енергетичного і доплерівського контрасту радіолокаційних сигналів від повітряних об'єктів, що низько летять. Показано, що складність і висока просторово-часова динамічність розподілу амплітуд і спектру подібних відбиттів, що заважають, не дають можливості отримання статистичної моделі простими способами.

Рис. 1. Библиогр.: 4 назви.

UDC 621.396.

Radar-tracking hindering reflections from heterogeneities of a near-earth environment. Experimental performances and statistical model / V.V. Zhirnov, O.G. Lebedev, L.Z. Sakhnovska // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 69-73.

Based on the analysis of theoretical and experimental researches the features of hindering reflections from heterogeneities of atmosphere and underlying surface are considered. The availability of such reflections results in a sharp diminution of power and Doppler contrast of radar-tracking signals from low flying air objects. It is shown, that complexity and high spatially - temporal dynamics of such hindering reflection amplitudes and spectrum distribution do not allow to receive statistical models using simple methods.

Fig. 1. Ref: 4 items.

УДК 629.391

Региональная система передачи потребителям размера единиц частоты и шкал времени

/ А.С. Клейман, А.И. Левенберг, В.Н. Романько, В.С. Соловьев, С.А. Таламанов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 74-77.

Рассмотрены вопросы обеспечения широкого круга потребителей восточного региона Украины сигналами единого времени. Обоснована необходимость многоступенчатого контроля качества навигационного поля с использованием Государственного эталона времени и частоты.

Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

УДК 629.391

Регіональна система передачі споживачам розміру одиниць частоти та шкал часу / О.С. Клейман, А.І. Левенберг, В.М. Романько, В.С. Соловйов, С.А. Таламанов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 74-77.

Розглянуті питання забезпечення широкого кола споживачів східного регіону України сигналами єдиного часу. Обґрунтована необхідність багатоступеневого контролю якості навігаційного поля з використанням Державного еталона часу і частоти.

Іл. 1. Бібліогр.: 8 назви.

UDC 629.391

Regional system of frequency unit dimension and time scales transferring to the consumers / A.S. Kleiman, A.I. Levenberg, V.N. Romanko, V.S. Solovyov, S.A. Talamanov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 74-77.

The questions of supplying the general consumer public of eastern region of Ukraine with the unified time signals were discussed. The necessity for multistep quality control of a navigation field using the State standard of time and frequency is justified.

1 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621. 396. 96

Потенциальная точность измерения сдвига шкал времени в системах синхронизации с дискретными частотными сигналами / В. В. Бавыкина, Ю. А. Коваль, С. Г. Кундюков // Радіотехніка: Всеукр. межвід. науч.-техн. сб. 2001. Вип. 121. С. 78-85.

Осуществлен теоретический анализ минимальной среднеквадратической погрешности измерения сдвига шкал для систем синхронизации разнесенных эталонов времени с дискретными частотными сигналами. Выполнено моделирование работы блока оценки временного положения сигнала, входящего в устройство цифровой обработки новой высокоточной радиометеорологической системы синхронизации с двухчастотным сигналом. Показано, что результаты теоретического рассмотрения и моделирования хорошо согласуются.

Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621. 396. 96

Потенційна точність вимірювання зсуву шкал часу у системах синхронізації з дискретними частотними сигналами / В. В. Бавикіна, Ю.О. Коваль, С. Г. Кундюков.// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 78-85.

Здійснено теоретичний аналіз мінімальної середньоквадратичної похибки виміру зсуву шкал для систем синхронізації рознесених еталонів часу з дискретними частотними сигналами. Виконано моделювання роботи блока оцінки тимчасового положення сигналу, що входить у пристрій цифрової обробки нової високоточної радіометеорологічної системи синхронізації з двухчастотним сигналом. Показано, що результати теоретичного розгляду і моделювання добре погоджуються.

Іл. 1. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621. 396. 96

Potential accuracy of time scales shift measurement in the systems of synchronization with discrete frequency signals / V. V. Bavykina, Yu. A. Koval, S. G. Kunduykov. // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N.121. P. 78-85.

Theoretical analysis of minimum mean square measurement error of scales shift for synchronization systems of the spaced time standards with discrete frequency signals is realized. Simulation of the signal temporal position estimation block operation is carried out, this block makes part of the digital processing device of a new high-precision radiometeor synchronization system with a two-frequency signal. It is shown, that the results of theoretical treatment and simulation agree well.

1 fig. Ref.: 8 items.

УДК 535.+543.47+621.396

Синтез заданного состояния поляризации электромагнитных волн в произвольном эллиптически поляризованном базисе / Н.Н.Горобец, В.И.Чеботарев, Г.М.Чекалин // Радіотехніка.: Всеукр. Межвід. науч.- техн. сб. 2001. Вип. 121. С. 86-93.

Определено состояние поляризации электромагнитной волны, заданной суммой двух неортогональных эллиптически поляризованных волн с противоположным направлением вращения векторов поля.

УДК 535+543.47+621.396

Синтез заданого стану поляризації електромагнітних хвиль у довільному еліптично поляризованому базисі / М.М.Горобець, В.І.Чеботарьов, Г.М.Чекалін // Радіотехніка.: Всеукр.міжвід.наук.-техн.зб. 2001. Вип.121. С. 86-93.

Визначено стан поляризації електромагнітної хвилі, заданої сумою двох неортогональних еліптично поляризованих хвиль з протилежним напрямком обертання векторів поля.

UDC 535+543.47+621.396

Synthesis of the given state of electromagnetic wave polarization in the arbitrary elliptically polarized basis / N.N.Gorobets, B.I.Chebotaryov, G.M.Chekalin // Radiotekhnika.: All-Ukr. Sci.Interdep.Mag. 2001. № 121. P. 86-93.

The state of the electromagnetic wave polarization given by the sum of two nonorthogonal elliptically polarized waves with a contrary direction of their vectors rotation was determined.

УДК 621.372.8: 621.372.853(084)

Численно-аналитический и физический анализ распространения электромагнитных волн в цилиндрических периодических структурах. II / Н.Г. Зуев, В.С. Чумаченко, С.В. Чумаченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 94-99

Приводится формулировка и описывается методика решения задач о распространении электромагнитных волн в различного рода круглых толстостенных периодических волноводах. Методика решения иллюстрируется на примерах распространения волн в односвязных и многосвязных волноводах, а также может быть обобщена на случай сложной периодической системы с произвольным числом периодических границ раздела.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372.8: 621.372.853(084)

Численно-аналітичний і фізичний аналіз розповсюдження електромагнітних хвиль у циліндричних періодичних структурах II / Н.Г. Зуєв, В.С. Чумаченко, С.В. Чумаченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 94-99.

Наведено формулювання та описано методіку розв'язання задач щодо розповсюдження електромагнітних хвиль в круглих товстостінних періодичних хвильоводах. Методіка проілюстрована на прикладах розповсюдження хвиль в однозв'язних та багатовз'язних хвильоводах, а також може бути узагальнена на випадок складної періодичної системи з довільним числом періодичних границь розподілу.

Ил. 2. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.372.8: 621.372.853(084)

Numerical-analytical and physical analysis of electromagnetic waves propagation in the open cylindrical periodical structures II / V.G. Zuev, V.S. Chumachenko, S.V. Chumachenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 94-99.

The formula and the solution procedure of the problem of electromagnetic wave propagation in the periodic thick-walled round waveguides of different type are described. The solution procedure is illustrated by the wave propagation both in single and multiple connected waveguides. This procedure can be generalized in the case of a complicated periodic system with an arbitrary number of periodic boundary surfaces.

2 fig. Ref.: 4 items.

УДК 537.874:621.398

Наклонная щель в узкой стенке прямоугольного волновода / В.А. Катрич, С.А. Мартыненко, Л.П. Яцук // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 100-105.

Исследованы энергетические параметры щелевого излучателя в виде наклонной щели на узкой стенке прямоугольного волновода с резцами на его широкую стенку. При получении выражений для внутренней проводимости щели магнитное поле, возбужденное щелью, представляется в виде разложения в ряды по вихревым и потенциальным собственным векторным функциям объема волновода, занимаемого щелью. При определении внешней проводимости щель с изломом заменяется щелью такой же длины в плоском экране. Приведены графики зависимостей собственной внутренней проводимости щели от длины волны возбуждения, а также экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента излучаемой щелью мощности от частоты для разных размеров резцов на широкую стенку волновода. Сравнение расчетных и экспериментальных значений коэффициентов излучения щели подтверждает допустимость принятых в работе предположений при построении математической модели.

Ил. 3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 537.874:621.398

Похила щілина у вузькій стінці прямокутного хвильоводу / В.О. Катрич, С.О. Мартиненко, Л.П. Яцук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 100-105.

Досліджені енергетичні параметри щілинного випромінювача у вигляді похилої щілини на вузькій стінці прямокутного хвильоводу з продовженнями на його широку стінку. При отриманні виразів для внутрішньої провідності щілини магнітне поле, збуджене щілиною, представляється у вигляді розкладу в ряди по вихровим та потенціальним власним векторним функціям об'єму хвильоводу, що займає щілина. Під час

знаходження зовнішньої провідності щілина зі зломом замінюється щілиною такої ж довжини у плоскому екрані. Наведені графіки залежностей власної внутрішньої провідності щілини від довжини хвилі збудження, а також експериментальні та розрахункові залежності коефіцієнта випромінюваної потужності щілиною від частоти для різних розмірів подовжень на широку стінку хвилеводу. Порівняння розрахункових і експериментальних значень коефіцієнтів випромінювання щілини підтверджує допустимість прийнятих у роботі допущень при побудові математичної моделі.

Ил. 3. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 537.874:621.398

Tilted slot in a narrow wall of a rectangular waveguide / V.A. Katrich, S.A. Martynenko, L.P. Yatsuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. No 121. P. 100-105.

Energetic parameters of a tilted slot radiator in a narrow wall of a rectangular waveguide with a cut in a broad wall are investigated. Magnetic field excited by the slot in the waveguide is represented as the series over curved and potential eigen vector functions for the waveguide region occupied by the slot. This field is used for obtaining an inner admittance of the slot. In the process of obtaining of an external admittance the slot with a break is substituted by a slot of the same length in an infinite plane screen. The curves of inner admittance of the slot versus wavelength are represented as well as curves of experimentally obtained and calculated, radiation coefficient for the slots having various cuts in the broad wall. The good accordance of the experimental and numerical radiation coefficient values confirms the validity of assumptions admitted in the work in the process of mathematical model constructing.

3 Fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.396.96

Формирование когерентного гетеродинного сигнала с помощью высокодобротных криогенных резонаторов / И.Н.Бондаренко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С.106-108.

Рассмотрены возможности использования сверхпроводящих резонаторов для формирования когерентного гетеродинного сигнала. Высокие добротности сверхпроводящих резонаторов позволяют получать стабильный непрерывный СВЧ сигнал на выходе резонатора при подаче на его вход импульсов малой длительности с СВЧ заполнением. Приведены результаты экспериментальных исследований режима импульсной накачки сверхпроводящего резонатора.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96

Формування когерентного гетеродинного сигналу за допомогою високодобротних криогенних резонаторів / І.М. Бондаренко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 106-108.

Розглянуто можливості використання надпровідних резонаторів для формування когерентного гетеродинного сигналу. Високі добротності надпровідних резонаторів дозволяють одержувати стабільний неперервний НВЧ сигнал на виході резонатора при подачі на його вхід імпульсів малої тривалості з НВЧ заповненням. Приведено результати експериментальних досліджень режиму імпульсного накачування надпровідного резонатора.

Ил. 1. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.396.96

Shaping of a coherent heterodyne signal with the help of high-Q cryogenic resonators / I.N.Bondarenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 106-108.

The possibilities to use the superconducting resonators for shaping a coherent heterodyne signal are considered. The high quality factors of superconducting resonators allow to gain a stable continuous microwave output signal of the resonator when delivering the impulses of small duration with a microwave filling to its input. The results of experimental studies of the superconducting resonator pulsed pumping are given.

1 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.315

Волоконно-оптический интерферометр на системе решеток Брегга / В. М. Фитьо, Я. В. Бобицкий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн.сб. 2001. Вип. 121. С. 109-112.

Методом связанных волн проанализировано распространение оптической волны по одномодовому волокну с системой решеток Брегга. Показано, что на системе четырех решеток при соответствующем выборе длин решеток и расстояния между ними возможно построить управляемый температурой волоконно-оптический интерферометр Фабри-Перо в полосе $1,55 \pm 0,001$ мкм с разрешением 10^{-6} мкм. Интерферометр состоит из двух согласованных интерферометров, первый из которых имеет в полосе запираения один пик с полосой пропускания 3пм, а второй - много узких пиков с полосой 0,1 пм. Центральные пики обоих интерферометров синхронно перемещаются при изменении температуры. Общая длина интерферометра составляет 30 мм.

Ил. 3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621. 315

Волоконно-оптичний інтерферометр на системі ґраток Брегга / В.М. Фітьо, Я.В.Бобицький // Радіотехніка: Всеукр. міжвід.наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 109-112.

Методом зв'язаних хвиль проаналізовано поширення оптичної хвилі в одномодовому волокні із системою ґраток Брегга. Показано, що на системі чотирьох ґраток при відповідному виборі довжин ґраток і відстані між ними можна побудувати керований температурою волоконно-оптичний інтерферометр Фабрі-Перо в смузі $1,55 \pm 0,001$ мкм із розділенням 10^{-6} мкм. Інтерферометр складається з двох узгоджених інтерферометрів, перший із яких має в смузі заширення один пік із смугою пропускання 3пм, а інший - багато вузьких піків із смугою 0,1 пм. Центральні піки обох інтерферометрів синхронно зміщуються при зміні температури. Загальна довжина інтерферометра складає 30 мм.

Іл. 3. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621. 315

Fiber-optic interferometer on Bragg gratings system / V.M.Fitio, Y.W.Bobitski // Radiotekhnika: All-Ukr.Sci.Interdep.Mag. 2001. N 121. P. 109-112.

The optical wave propagation along the single-mode fiber with the system of the Bragg gratings is analysed using the coupled waves method. It is shown, that it is possible to realised the temperature-controlled fiber-optical Fabri-Perot interferometer with 1.55 ± 0.001 μm band and 10^{-6} μm resolution based on four-gratings system in proper deciding on the gratings length and spacing between them. The interferometer consists of two matched interferometers, the former of them is characterised by one maximum with 3pm transmission band at the forbidden band, the other has got a lot of maxima with 0.1 pm band. Both interferometers central maxima are synchronously displaced under changes of temperature. The overall length of the interferometer is 30 mm.

3 fig, Ref.: 8 items.

УДК 621.317: 621.378.325

Коррекция временных характеристик теплового приемника оптического излучения

/ Н.Г.Кокодий, В.А.Тиманюк // Радіотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 113-116.

Предложен метод математической обработки сигнала, который позволяет измерять быстрые изменения мощности излучения с помощью теплового приемника с большой постоянной времени. Разработаны аналоговый фильтр для коррекции сигнала и алгоритм цифровой фильтрации.

Ил. 6. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.317: 621.378.325

Корегування часових характеристик теплового приймача оптичного випромінювання

/ М.Г.Кокодий, В.О.Тиманюк // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 113-116.

Запропоновано метод математичної обробки сигналу, який дає можливість вимірювати швидкі зміни потужності випромінювання за допомогою теплового приймача з великою постійною часу. Розроблено аналоговий фільтр для корегування сигналу і алгоритм цифрової фільтрації.

Іл. 6. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.317: 621.378.325

Correction of time characteristics of the optical radiation thermal receiver / N.G.Kokody, V.A.Timanyuk

// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. No. 121. P. 113-116.

The method of a signal mathematical processing allowing to measure fast variation of the radiation power with a thermal receiver having a large time constant is proposed. The analog filter for the signal correcting and the digital filtration algorithm are developed.

6 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.373.826

Полигармонические волноводы типа канал в диэлектрике для передачи пучков излучения вида функций сомбреро и супергауссиан / О.В. Гурин, В.А. Маслов, В.А. Свич, А.Н. Топков, Е.В. Фурсова // Радіотехніка: Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 117-120.

Рассмотрены вопросы передачи по круглым полым полигармоническим диэлектрическим волноводам типа канал в диэлектрике (ВКД) пучков излучения с неоднородным профилем интенсивности. На основе разложения входного сигнала по собственным модам ВКД реализована численная методика нахождения относительных параметров пучка и волновода для осуществления такой передачи. Показана возможность неискаженной передачи по ВКД осесимметричного линейно поляризованного излучения вида функции сомбреро различного порядка. Установлены условия формирования на выходе ВКД пучка излучения, имеющего близкий к равномерному профиль интенсивности поля, при возбуждении волноводов квазигоднородным излучением.

Табл.2. Ил. 2. Библиогр.:7 назв.

УДК 621.373.826

Полігармонічні хвильоводи типу канал у діелектрику для передачі пучків випромінювання виду функцій сомбреро та супергаусіан / О.В. Гурін, В.О. Маслов, В.А. Свіч, О.Н. Топков, О.В. Фурсова // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 117-120.

Розглянуто питання передачі круглими порожнистими полігармонічними діелектричними хвильоводами типу канал у діелектрику (ХКД) пучків випромінювання з неоднорідним профілем інтенсивності. На основі розкладання вхідного сигналу по власним модам ХКД реалізовано чисельну методику визначення відносних параметрів пучка і хвильоводу для здійснення такої передачі. Показано можливість неспотвореної передачі по ХКД осесиметричного лінійно поляризованого випромінювання виду функції сомбреро різного порядку. Встановлено умови формування на виході ХКД пучка випромінювання, що має близький до рівномірного профілю інтенсивності поля, при збудженні хвильоводів квазіоднорідним випромінюванням.

Табл. 2. Іл.2. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.373.826

Polyharmonic hollow-core dielectric waveguides for transmission of the radiation beams in the form of the sombrero and the super-gaussian functions / O.V. Gurin, E.V. Fursova, V.A. Maslov, V.A. Svich, A.N. Topkov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 121. P. 117-120.

Transmission of the radiation beams with inhomogeneous profile intensity along circular polyharmonic hollow-core dielectric waveguides (HDW) is studied. The numerical method of finding the beam and the waveguide relative parameters for realization of such transmission is fulfilled on the basis of input signal decomposition on the HDW eigenmodes. The possibility of undistorted transmission along HDW of the axisymmetrical linearly polarized radiation in the form of the different order sombrero function is shown. Conditions of shaping of the radiation beams having the intensity profile close to uniform on the HDW output at its excitation with quasihomogeneous radiation are given.

2 tab. 2 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.383

Исследование и разработка малозатратной технологии изготовления высокоэффективных кремниевых фотопреобразователей космического назначения / А.М. Листратенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 121-125.

Описана разработанная в НИТИП серийноспособная малозатратная и ресурсосберегающая технология изготовления радиационностойких фотопреобразователей (ФП) для комплектации батарей фотопреобразователей (БФ) космических аппаратов отечественного производства.

Табл. 2. Ил. 8. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.383

Дослідження і розробка маловитратної технології виготовлення високоефективних кремнієвих фотоперетворювачів космічного призначення / О.М. Листратенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 121-125.

Описано розроблену в НДТІП серійноздатну маловитратну та ресурсозберігаючу технологію виготовлення радіаційностійких фотоперетворювачів (ФП) для комплектації батарей фотоперетворювачів (БФ) космічних апаратів вітчизняного виробництва.

Табл. 2. Іл. 8. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.383

Investigation and development of small-expenditure technologies of high-efficient silicon photo converters for space purposes / A.M. Listratenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N121. P. 121-125.

The developed batch production small-expenditure and resource-serving technology of manufacturing radiation resistance photo converters (PC) for packing up the set of photo converters batteries (PB) of the native space apparatus is presented.

2 tab. 3 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.396

Цифровое моделирование амплитудного детектора / Н.И. Кравченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч. - техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 126-129.

Рассмотрен вопрос цифрового моделирования амплитудного детектора методом комплексной огибающей. Приведены структурные схемы и алгоритмы. Обсуждаются вопросы выбора параметров.

Ил. 4. Библиогр. 1 назв.

УДК 621.396

Цифрове моделювання амплітудного детектора / М.І. Кравченко // Радіотехніка: Всеукр. межвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 126-129.

Розглянуто питання цифрового моделювання амплітудного детектора методом комплексної згинаючої. Приводяться структурні схеми і алгоритми. Обговорюються питання вибору параметрів.

Л. 4. Бібліогр. 1 назв.

UDC 621.396

Digital simulation of amplitude detector /N.I. Kravchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 126-129.

The problem of the amplitude detector digital simulation with a complex envelope method is considered. The block diagrams and algorithms are given. The parameters choice problems are discussed.

4 fig. Ref.:1 item.

УДК 621.317.08

Обнаружение грубых погрешностей и промахов при обработке результатов наблюдений

/И.П. Захаров, Н.В. Штефан // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 130-133.

Предлагается численный метод, позволяющий расширить применение известных критериев обнаружения и исключения грубых погрешностей и промахов. Приводятся значения параметров критерия, основанного на распределении максимального относительного отклонения, для выборок ограниченного объема, имеющих распределение, отличное от нормального.

Табл. 5. Ил.1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.317.08

Виявлення грубих похибок і промахів при обробці результатів спостережень / І.П. Захаров,

Н.В. Штефан // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. вип. 121. С. 130-133.

Пропонується кількісний метод, який дозволяє розширити застосування відомих критеріїв виявлення та виключення грубих похибок і промахів. Наводяться значення параметрів критерія, заснованого на розподіленні максимального відносного відхилення, для вибірок обмеженого об'єму, які розподілені за законом, який відрізняється від нормального.

Табл. 5. Іл 1. Біблогр.: 2 назви.

UDC 621.317.08

Gross errors detection when processing the observation results / I Zakharov, N. Shtefan // Radiotekhnika:

All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001, N 121. P. 130-133.

The numerical method allowing to extend the application of the known criteria of gross errors and blunders detection is offered. The parameter values of the criterion based on the maximum relative deviation distribution for the limited size sampling having different distribution than the normal one are given.

5 tab. 1 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.373.826

Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в несимметричной квантоворазмерной структуре / А.Г. Пашченко // Радиотехника:

Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 134-138.

Рассматривается влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в несимметричной квантоворазмерной структуре, созданной на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As, с использованием теории возмущений.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.373.826

Вплив зовнішнього стаціонарного електричного поля на енергетичні стани частинок і квазічастинок у несиметричній квантоворозмірній структурі / О.Г. Пашченко // Радіотехніка:

Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 134-138.

Розглянуто вплив зовнішнього стаціонарного електричного поля на енергетичні стани частинок і квазічастинок в несиметричній квантоворозмірній структурі, створеній на основі GaAs/Al_xGa_{1-x}As, з використанням теорії збурень.

Іл. 3. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.373.826

Influence of the external stationary electrical field on the particles and quasi-particles power state in the nonsymmetrical quantum-well structure /A.G. Pashchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 134-138.

The influence of the external stationary electric field on the particles and quasi-particles power state in the nonsymmetrical quantum-well structure manufactured on the basis GaAs/Al_xGa_{1-x}As using excitation theory is considered in this paper.

Fig. 3. Ref.: 5 items

УДК 621.315.592

Математические аспекты метода полевого эффекта для спектроскопии локализованных состояний в неупорядоченных полупроводниках / Ю. Е. Гордиенко, Д. Р. Яковлев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 139-145.

Рассмотрено влияние параметров экспоненциального распределения плотности локализованных состояний в щели подвижности $a\text{-Si} : \text{H}$ на сток-затворные характеристики тонкопленочной транзисторной структуры на его основе. Для этого использована квазидвумерная модель транзистора. Полученные результаты могут быть использованы в методе полевого эффекта при выполнении итерационного процесса в соответствии с приведенным алгоритмом решения обратной задачи о характере распределения плотности состояний.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.315.592

Математичні аспекти метода польового ефекту для спектроскопії локалізованих станів в неупорядкованих напівпровідниках / Ю. О. Гордієнко, Д. Р. Яковлев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 139-145.

Розглянуто вплив параметрів експонентного розподілу локалізованих станів у щілині рухомості $a\text{-Si} : \text{H}$ на стік-затворні характеристики тонкоплівкової транзисторної структури на його основі. Для цього використана квазідвумірна модель транзистора. Отримані результати можуть бути використані в методі польового ефекту при виконанні ітераційного процесу, у відповідності з наведеним алгоритмом рішення зворотної задачі про характер розподілення щільності станів.

Табл. 1. Іл. 4. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.315.592

Mathematical aspects of field-effect method for localized states spectroscopy in noncrystalline semiconductors / Yu. Ye. Gordienko, D. R. Yakovlev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N. 121. P. 139-145.

Exponential distribution of $a\text{-Si} : \text{H}$ gap states density parameters influence on gate-to-drain characteristics of the thin-film transistor's structure is considered. The quasi-two-dimensional model is used for that. The obtained results can be used in the field-effect method for iterative process performance according to the algorithm of the inverse problem solution of state density distribution.

1 tabl. 4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.382.323

Модель расчета полевых транзисторов на GaAs субмикронных размеров / С.А.Зуев, В.В.Старостенко, А.А.Шадрин // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 146-152.

Создана физико-топологическая модель ПТШ на GaAs, позволяющая рассчитывать транзистор, размеры которого соизмеримы с длинами свободного пролета электронов, в кинетическом приближении. Решение кинетического уравнения проводится методом макрочастиц с учетом наиболее вероятных механизмов рассеяния методом Монте-Карло. Приведены выражения для частот наиболее вероятных механизмов рассеяния в GaAs. Модель позволяет по топологии транзистора получить его схемотехнические параметры, исследовать пробойные явления и баллистические процессы в субмикронных полупроводниковых структурах, учитывая многотемпературный характер среды. Проводился расчет ПТШ с шириной затвора 0,24 мкм. Получены статические характеристики транзистора.

Ил.5. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.382.323

Модель розрахунку польових транзисторів на GaAs субмікронних розмірів / С.А.Зуєв, В.В.Старостенко, А.А.Шадрин // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 146-152.

Створено фізико-топологічну модель ПТШ на GaAs, що дозволяє розраховувати транзистор, розміри якого сумірні з довжинами вільного прольоту електронів у кінетичному наближенні. Рішення кінетичного рівняння проводиться методом макрочастиць з обліком найбільш ймовірних механізмів розсіювання методом Монте-Карло. Приведено вираження для частот найбільш ймовірних механізмів розсіювання в GaAs. Модель дозволяє по топології транзистора одержати його схемотехнічні параметри, досліджувати пробойні явища і балістичні процеси в субмікронних напівпровідникових структурах з огляду на багатотемпературний характер середовища. Проводився розрахунок ПТШ із шириною затвора 0,24 мкм. Отримано статичні характеристики транзистора.

Іл.5. Бібліогр.: 5 назви.

UDC 621.382.323

Model of calculation of GaAs field-effect transistors of submicron sizes / Zujev S.A., Starostenko V.V., Shadrin A.A. // Radiotekhnika: All - Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 121. P. 146-152.

The physics-topological model of GaAs FET Shottky allowing to calculate in kinetic approximation the transistor with dimensions commensurable with lengths of free transit of electrons is created. The solution of the kinetic equation carried out using the method of macroscopic particles with the registration of the most probable mechanisms of scattering by Monte-Carlo method. The expressions for frequencies of the most probable mechanisms of scattering in GaAs are given. The model allows to receive its circuitry parameters on topology of the transistor to research breakdown and ballistic processes in submicrones semiconducting structures taking into account multitemperature nature of the environment. The calculation of FET with width of a gate 0,24 micron was performed. The static characteristics of the transistor are obtained.

5 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.96

Генератор шума / Ю.Г. Даник, С.И. Марков, Н.Н. Ткаченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 153-155.

Предложен к использованию малогабаритный транзисторный генератор шума для генерирования шумовых колебаний с высокими маскирующими характеристиками в широком диапазоне частот. Разработанная схема генератора шума имеет ряд отличных новых технических решений, позволяющих при достаточно простой схемной реализации обеспечить заданный уровень выходных параметров.

УДК 621.396.96

Генератор шуму / Ю.Г. Даник, С.І. Марков, М.М. Ткаченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 153-155.

Запропонований до застосування малогабаритний генератор шуму для генерування шумових коливань з високими маскуючими характеристиками в широкому діапазоні частот. Розроблена схема генератора шуму має ряд відмінних нових технічних рішень, що дозволяють при достатньо простій схемній реалізації забезпечити заданий рівень вихідних параметрів.

UDC 621.396.96

Noise generator / U.G. Danik, S.I. Markov, N.N. Tkachenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N. 121. P. 153-155.

The small-size transistor noise generator for producing noise oscillations with high masking properties in a broad frequency band is offered. The developed scheme of the noise generator manifests a number of various new engineering solutions permitting to maintain a given level of the output parameters with a sufficiently simple realization circuit.

УДК 621.385.69

К выводу уравнения возбуждения цепочки связанных резонаторов для метода мгновенных значений / А.В. Грицунов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 156-162.

Уравнение возбуждения метода мгновенных значений получено для двух простейших замедляющих систем в виде однородных цепочек связанных резонаторов с квазистационарными активно-индуктивными и активно-емкостными связями. Вывод проведен на основе уравнения возбуждения обособленного резонатора путем введения в рассмотрение дополнительных токов в элементах связи. Результаты важны с точки зрения доказательства корректности общей формы матричного уравнения возбуждения в методе мгновенных значений.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.385.69

До виводу рівняння збудження ланцюжка зв'язаних резонаторів для метода миттєвих значень / О.В. Грицунов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 156-162.

Рівняння збудження метода миттєвих значень одержано для двох найпростіших сповільнюючих систем у вигляді однорідних ланцюжків зв'язаних резонаторів з квазістаціонарними активно-індуктивними та активно-емнісними зв'язками. Вивід проведено на основі рівняння збудження відокремленого резонатора шляхом введення в розгляд додаткових струмів в елементах зв'язку. Результати важливі з точки зору доведення коректності загальної форми матричного рівняння збудження в методі миттєвих значень.

Іл. 2. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.385.69

To the derivation of a coupled cavity chain excitation equation for the instantaneous values method / A.V. Gritsunov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 156-162.

The excitation equation of the instantaneous values method is obtained for two simplest slow-wave structures in the form of the uniform coupled cavity chain with quasi-static resistance-inductance and resistance-capacitance couplings. The derivation is performed on the basis of a single cavity excitation equation through the application of addition currents in the coupling elements. The results are significant with respect to the matrix excitation equation general form correctness proof in the instantaneous values method.

2 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.385

Расчет электродинамических характеристик резонаторной системы коаксиального магнетрона(ТЕМ) / В.М. Писаренко, М.А.Копоть, А.Н. Никитенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 163-171.

Приведена методика расчетов дисперсионных характеристик коаксиальных магнетронов со стабилизирующим резонатором. Методика расчетов базируется на теории поля с использованием метода проводимостей. Приведены результаты расчетов дисперсионных характеристик отдельных типов данного класса приборов.

Ил.7. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.385

Розрахунки електродинамічних характеристик резонансної системи коаксіального магнетрону(ТЕМ) / В.М. Писаренко, М.А.Копоть, О.М. Нікітенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 163-171.

Наведено методику розрахунків дисперсійних характеристик коаксіальних магнетронів зі стабілізуючим резонатором. Методика розрахунків базується на теорії поля з застосуванням методу провідностей. Подано результати розрахунків дисперсійних характеристик окремих типів даного класу приладів.

Ил.7. Библиогр.: 7 назв

UDC 621.385

Calculation of the coaxial magnetron(TEM) resonators systems electrodynamic characteristics / В.М. Pisarenko, М.А. Kopot', О.М. Nikitenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N. 121. P. 163-171.

The method of dispersion characteristic calculations of the coaxial magnetron with a stabilizing resonator is presented. The calculation methods are based on the field theory using the resistive method. The results of dispersion characteristics calculations of some types of those devices are observed.

7 fig. Ref.: 7 items.

УДК 577.332.36;61:577.3

Синергетический подход к анализу кооперативного влияния низкоинтенсивного КВЧ-воздействия и тепловых шумов на одноклеточные организмы / М.Ф. Лагутин, А.А. Огиенко, В.М. Лагутин, В.А. Огиенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 172-176.

Обсуждается синергетический механизм взаимодействия КВЧ-энергии с биологическими объектами. Предложена трактовка «синергетического» и информационного характера для низкоинтенсивного КВЧ-воздействия. Исследуется чувствительность одноклеточных организмов (*Paramecium caudatum*) к КВЧ-воздействию. Приводится оценка чувствительности по изменению динамики их подвижности при тепловом воздействии в присутствии и отсутствии КВЧ-излучения. Экспериментальные результаты получены с помощью визуальной регистрации с использованием компьютеризованной видеоаппаратуры.

Ил. 5. Библиогр.: 19 назв.

УДК 577.332.36;61:577.3

Синергетичний підхід до аналізу кооперативних впливів низькоінтенсивного ВВЧ-впливу і теплових шумів на одноклітинні організми / М.Ф. Лагутін, О.О. Огієнко, В.М. Лагутін, В.О. Огієнко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 172-176.

Обговорюється синергетичний механізм взаємодії ВВЧ-енергії з біологічними об'єктами. Запропонована трактовка "синергетичного" та інформаційного характеру для низькоінтенсивної ВВЧ-дії. Досліджується чутливість одноклітинних організмів (*Paramecium caudatum*) до ВВЧ-дії тепловому впливі в присутності і відсутності ВВЧ – випромінювання. Експериментальні результати одержані за допомогою візуальної реєстрації з використанням комп'ютеризованої відеоапаратури

Ил. 5. Библиогр.: 19 назв.

UDC 577.332.36;61:577.3

Synergetic approach to analysis of cooperative low-intensity EHF and heat noise action on unicellular organisms / M.F. Lagutin, A.A. Ogienko, V.M. Lagutin, V.A. Ogienko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 172-176.

The synergetic mechanism of EHF-energy interaction with biological objects is discussed. Interpretation of "synergetic" and information nature for low-intensity microwave action is offered. Sensitivity of unicellular organisms (*Paramecium caudatum*) to EHF action is studied. Sensitivity is estimated by their mobility dynamics variation under thermal action with and without EHF radiation.

5 fig.: 19 items.

УДК 577.332/36; 61:577.3

Разработка модели медицинской информационно-аналитической системы для исследования политравм / Лагутин М.Ф., Булага В.В., Колендовская М.М. // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 177-180.

Рассмотрено создание медицинской информационно-аналитической системы, которая позволила бы вести автоматизированное отображение истории болезни и проводить динамический мониторинг пациентов реанимационных отделений.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 577.332/36; 61:577.3

Розробка моделі медичної інформаційно-аналітичної системи для дослідження політравм / Лагутін М.Ф., Булага В.В., Колендовська М.М. // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 177-180.

Розглянуто розробка медичної інформаційно-аналітичної системи, яка дозволить вести автоматичне відображення історії хвороби та проводити динамічний моніторинг пацієнтів реанімаційних відділень.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

UDC 577.332/36; 61:577.3

Development of medical information-analytical system model for studying polytraumas / M.F. Lagutin, V.V. Bulaga, M.M. Kolendovskaya // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 177-180.

The article is devoted to creation of a medical information-analytical system, allowing to lead the automated anamneses and conduct dynamic monitoring of patients in reanimation wards.

3 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.96

Генератор шума / Ю.Г. Даник, С.И. Марков, Н.Н. Ткаченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 181-184.

Предложен к использованию малогабаритный транзисторный генератор шума для генерирования шумовых колебаний с высокими маскирующими характеристиками в широком диапазоне частот. Разработанная схема генератора шума имеет ряд отличных новых технических решений, позволяющих при достаточно простой схемной реализации обеспечить заданный уровень выходных параметров.

УДК 621.396.96

Генератор шуму / Ю.Г. Даник, С.І. Марков, М.М. Ткаченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 181-184.

Запропонований до застосування малогабаритний генератор шуму для генерування шумових коливань з високими маскуючими характеристиками в широкому діапазоні частот. Розроблена схема генератора шуму має ряд відмінних нових технічних рішень, що дозволяють при достатньо простій схемній реалізації забезпечити заданий рівень вихідних параметрів.

UDC 621.396.96

Noise generator / U.G. Danik, S.I. Markov, N.N. Tkachenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N. 121. P. 181-184.

The small-size transistor noise generator for producing noise oscillations with high masking properties in a broad frequency band is offered. The developed scheme of the noise generator manifests a number of various new engineering solutions permitting to maintain a given level of the output parameters with a sufficiently simple realization circuit.

УДК 616.12 – 073.97

Опыт практической телекардиоэкспертизы между Украиной и странами Ближнего Востока / Х.Х. Шаваша // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 185-188.

В работе рассмотрены проблемы современной телемедицины на примере опыта телекардиоэкспертизы между Украиной и рядом стран Ближнего Востока, показаны возможности практической диагностики сердечных заболеваний на больших расстояниях.

Табл.1. Ил.3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 616.12 – 073.97

Досвід практичної телекардіоекспертизи між Україною і країнами Близького Сходу / Х.Х. Шаваша // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 185-188.

У роботі розглянуті проблеми сучасної телемедицини на прикладі досвіду телекардіоекспертизи між Україною і рядом країн Близького Сходу, показані можливості практичної діагностики серцевих захворювань на великих відстанях.

Табл.1. Ил.3. Библиогр.: 6 назв.

UDC 616.12 – 073.97

Experience of practical cardioexpertise between Ukraine and the countries of Near East / Kh.H. Shawasha
// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 185-188.

The problems of modern telemedicine demonstrated with the experience of the cardioexpertise between Ukraine and a number of countries of Near East are considered, the possibilities of practical the cordial diseases diagnostics for long distances are shown.

1 tab. 3 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.39

Проблемы формализации процесса управления переоснащением предприятий связи/ С.И. Татарчук
// Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 189-191.

Рассматривается задача управления процессом переоснащения предприятий связи с целью минимизации времени ввода оборудования в эксплуатацию. Определяются функции распределения вероятностей продолжительности работ. Проанализированы зависимости необходимых резервов времени от функций штрафов за невыполнение сроков ввода.

Ил.3.Библ.: 7 назв.

УДК 621.39

Проблеми формалізації процесу керування переоснащенням підприємств зв'язку / С.І. Татарчук
// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип.121. С. 189-191.

Разглянуто задача керування процесом переоснащення підприємств зв'язку з метою мінімізації терміну введення устаткування в експлуатацію. Визначаються функції розподілу імовірностей тривалості робіт. Проаналізовано залежності необхідних резервів часу від функцій штрафів за невиконання термінів впровадження.

Ил.3.Бібл.: 7 назв.

UDC 621.39

The problem of telecommunication enterprises modernization control process formalization /S.I.Tatarchuk
// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 189-191.

The problem of telecommunication enterprises modernization process control with the aim to minimize time of equipment putting into operation in set. The functions of active time probability distribution are defined. Dependences of the relevant time reserves on the functions of a penalty for putting into operation time failure are analyzed.

3 fig.Ref.: 7 items.

УДК 621.314

Определение оптимальных параметров двухсвязной итерационной системы ФАП из условия получения минимума квадратичной интегральной оценки / Андреев А.И, Гринь А.А., Охрушак Д.В.
// Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 192-196.

Рассматривается двухсвязная итерационная система ФАП, каждый из контуров которой содержит элемент сравнения, фильтр, усилитель и фазовращатель. Решается задача определения оптимальных значений коэффициентов передачи контуров в разомкнутом состоянии и постоянных времени фильтров при обеспечении минимума квадратичной интегральной оценки.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.314

Визначення оптимальних параметрів двохз'язкової ітераційної системи ФАП із умови одержання мінімуму квадратичної інтегральної оцінки / Андреев А.І, Гринь О.О., Охрушак Д.В. // Радіотехніка:
Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 192-196.

Розглядеться двохзв'язна ітераційна система ФАП, кожний з контурів якої складає елемент порівняння, фільтр, підсилювач і фазообертвач. Вирішується задача визначення оптимальних значень коефіцієнтів передавання контурів у розімкненому стані та постійних часу фільтрів при забезпеченні мінімуму квадратичної інтегральної оцінки.

Ил..1. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.314

Determination of optimum parameters of bi-coherent iteration system from the condition of getting minimum quadratic integral estimate / Andreyev A.I., Grin A.A., Okhrushchak D.B. // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N. 121. P. 192-196.

The two — coherent iteration system of phase lock loop is considered, each of its contours contains a comparison element, filter, amplifier and phase shifter. The problem of defining the coefficient transfer optimum values of contours in the open state and time constant of the filters when ensuring quadratic integral estimate minimum is solved.

1 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.391:519.72

Оптимизация цифровых систем передачи речи / И.Н. Пресняков, А.В. Омельченко, А.И. Пресняков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 197-202.

Предложена процедура оптимизации алгоритмов обработки речевых сигналов в телекоммуникационных системах по критерию максимальной разборчивости речи при заданной скорости цифрового потока в канале связи. Рассмотрены особенности задач оптимизации низкоскоростных систем передачи речи. Решены типовые задачи оптимизации алгоритмов обработки речевых сигналов для вокодеров с линейным предсказанием, использующих в качестве информативных параметров коэффициенты отражения. Разработан алгоритм оптимизации линейного кодирования коэффициентов отражения, который относится к классу алгоритмов целочисленного программирования, и исследованы условия его сходимости. Приведены результаты оптимизации нелинейного квантования коэффициентов отражения.

Библиогр.: 10 назв.

УДК 621. 391:519. 72

Оптимізація цифрових систем передачі мови / І.М. Пресняков, А.В. Омельченко, А.І. Пресняков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук. техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 197-202.

Запропоновано процедуру оптимізації алгоритмів обробки мовних сигналів у телекомунікаційних системах за критерієм максимальної розбірливості мови при заданій швидкості цифрового потоку в каналі зв'язку. Розглянуто особливості задач оптимізації низькошвидкісних систем передачі мови. Вирішені типові задачі оптимізації алгоритмів обробки мовних сигналів для вокодерів із лінійним передбаченням, і використовують у якості інформативних параметрів коефіцієнти відбиття. Розроблено алгоритм оптимізації лінійного кодування коефіцієнтів відбиття, що відноситься до класу алгоритмів цілочисленого програмування і досліджені умови його збіжності. Приведено результати оптимізації нелінійного квантування коефіцієнтів відбиття.

Бібліогр. : 10 назв.

UDC 621. 391:519. 72

Optimization of digital systems for speech transmission / I.N. Presnyakov, A.V. Omelchenko, A.I. Presnyakov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 197-202.

The procedure of optimization of speech signals processing algorithms in telecommunication systems on a criterion of speech maximum intelligibility is offered at a specific speed of a digital flow in the communication channel. The singularities of the problems of low-speed speech transmission systems are considered. The standard problems of speech signals processing algorithms optimization for the vokoders with linear prediction using reflection coefficients are solved. The algorithm of the reflection coefficients linear coding optimization is developed, this algorithm relates to the integer programming algorithm class and conditions of its convergence are investigated. The results of the reflection coefficients non-linear quantization optimization outcomes are presented.

Ref.: 10 items

УДК 681.513

Методика оценки эффективности протокола транспортного уровня TCP/IP / И.М. Невмержицкий, С.В. Шаповалов, К.А. Польшиков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 203-205.

Предлагается методика оценки эффективности транспортного протокола TCP/IP. Показана возможность использования аналитического аппарата производных функций и формализма вероятностно-временных графов для описания элементов протокола транспортного уровня TCP/IP.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 681.513

Методика оцінки ефективності протоколу транспортного рівня TCP/IP / І.М. Невмержицький, С.В. Шаповалов, К.О. Польшиков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 121. С. 203-205.

Запропоновано методику оцінки ефективності транспортного протоколу TCP/IP. Показана можливість використання аналітичного апарату похідних функцій і формалізму імовірнісно-часових графів для опису елементів протоколу транспортного рівня TCP/IP.

Іл. 2. Бібліогр.: 2 назв.

UDC 681.513

Technique of an efficiency estimation of the TCP/IP transport level protocol / I.M. Nevmerjitskiy, S.V. Shapovalov, K.A. Polschikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. C. 203-205.

The technique of an efficiency estimation of the TCP/IP transport protocol is offered. The possibility to use the analytical device of derivative functions and probabilistic-temporare graphs formalism for the description of the TCP/IP transport level protocol elements is presented.

1 tab. 1 fig. Ref.: 3 items.