

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ КОРОТКИХ ПРОВОЛОЧНЫХ АНТЕНН

Н.Н. Горобец, Р.И. Цехмистро

*Харьковский национальный университет 61 077, Харьков, пл. Свободы 4,
тел. (0572)-45-71-75, факс (0572)-47-18-16, e-mail: Nikolay. N. Gorobets@univer. Kharkov. ua,
rtsekh@mail.univer. Kharkov. ua*

Поступила в редакцию 18 октября 1999г.

Проанализированы амплитудные и фазовые характеристики электромагнитного поля симметричных коротких тонких проволочных антенн конечной длины в их ближней зоне. Определены границы применимости теории диполя Герца для антенн, длина которых значительно меньше длины волны, а также уточнены границы дальней зоны проволочных антенн малых электрических размеров.
КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: электромагнитное поле, диполь Герца, симметричный вибратор, ближняя зона, разность фаз.

Расчет амплитудных, фазовых и поляризационных характеристик электромагнитных полей в ближней зоне антенных систем встречает значительные математические и вычислительные трудности. Математические трудности обусловлены тем, что выражения для полей вблизи антенны имеют сложный вид в зависимости от расстояния и угловых координат точки наблюдения и не описываются в явном виде даже в простых случаях (кроме элементарных излучателей - диполя Герца и излучателя Гюйгенса). Вычислительные же трудности связаны с тем, что расчет характеристик электромагнитных полей вблизи антенны сопряжен с вычислением определенных интегралов от быстро осциллирующих функций, что затруднено вообще и достаточно сложно при обычных для практики требованиях обеспечения высокой точности расчетов. С другой стороны, знание характеристик электромагнитных полей необходимо для многих областей науки и техники. По-видимому, наиболее важной из них является проблема электромагнитной экологии и связанные с ней задачи расчета санитарно - защитных зон вблизи радио и телевизионных передающих станций.

В последнее время интерес к полям ближней зоны проволочных антенн возрос в связи с широким внедрением радиотелефонов и систем сотовой связи, в которых необходимо знать напряженность поля непосредственно вблизи антенны. Решение задач излучения в ближней зоне антенн разных типов важно для повышения точности расчетов распределения плотности потока мощности в рабочей области микроволновых технологических установок, учета эффектов взаимного влияния в антенных решетках, повышения точности расчета направленных и поляризационных характеристик зеркальных антенн и др. Расчеты полей на расстояниях, значительно меньших длины волны, особенно важны в диапазонах длинных и сверхдлинных волн, в частности, в системах подземной связи.

В литературе эффекты ближней зоны антенн рассматриваются достаточно давно, но и в настоящее время много вопросов не изучено [1]. Целью настоящей статьи является определение граничной длины проволочной антенны, при которой в расчетах можно пользоваться теорией диполя Герца, а также определение границы дальней зоны излучения проволочных антенн конечной длины.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Как известно [2], теория диполя Герца, приводящая к простым аналитическим выражениям и ясной физической трактовке результатов расчетов амплитудных и фазовых характеристик полей, является асимптотически строгой при $2l/\lambda \rightarrow 0$. Для расчета полей излучения проволочной антенны конечной длины на конечном расстоянии от нее воспользуемся известными соотношениями [3]:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi i \omega} \int_{-l}^l (\vec{j}^e \nabla) \nabla \psi + k^2 \vec{j}^e \psi dz, \quad (1)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \int_{-l}^l [\vec{j}^e \nabla \psi] dz, \quad (2)$$

$$\psi = \frac{e^{-ikr}}{r} ; \quad r = \sqrt{R^2 + z^2 - 2Rz \cos \theta}, \quad (3)$$

где $2l$ - длина антенны; $k=2\pi/\lambda$, z -текущая координата вдоль оси антенны, R - расстояние до точки наблюдения от начала сферической системы координат, совмещенной с серединой антенны; $\vec{j}^e$ - плотность поверхностного тока, возбуждающего антенну.

Проведя вычисления в (1) и (2) с учетом (3) и введя амплитудно - фазовое распределение тока вдоль вибратора $A(z)$, получим выражения для ортогональных компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей проволочной антенны конечной длины на произвольном расстоянии от нее:

$$\dot{E}_R = \frac{kR}{4\pi\omega} \int_{-l}^l \dot{A}(z) \frac{e^{-ikr}}{r^3} \left(\frac{2r \cos \theta}{R} \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) - \frac{i}{r} z (\sin \theta)^2 \left(kr + \frac{3}{i} - \frac{3}{kr} \right) \right) dz ; \quad (4)$$

$$\dot{E}_\theta = -\frac{kR \sin \theta}{4\pi\omega} \int_{-l}^l \dot{A}(z) \frac{e^{-ikr}}{r^3} \left(\frac{2r}{R} \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) - \frac{i}{r} (R - z \cos \theta) \left(kr + \frac{3}{i} - \frac{3}{kr} \right) \right) dz ; \quad (5)$$

$$\dot{H}_\varphi = \frac{ikR \sin \theta}{4\pi} \int_{-l}^l \dot{A}(z) \frac{e^{-ikr}}{r^3} \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) dz , \quad (6)$$

Известно [3], что распределение амплитуды тока вдоль симметричного тонкого вибратора приближенно подчиняется синусоидальному закону

$$A(z) = \frac{\sin k(1-|z|)}{\sin kl} . \quad (7)$$

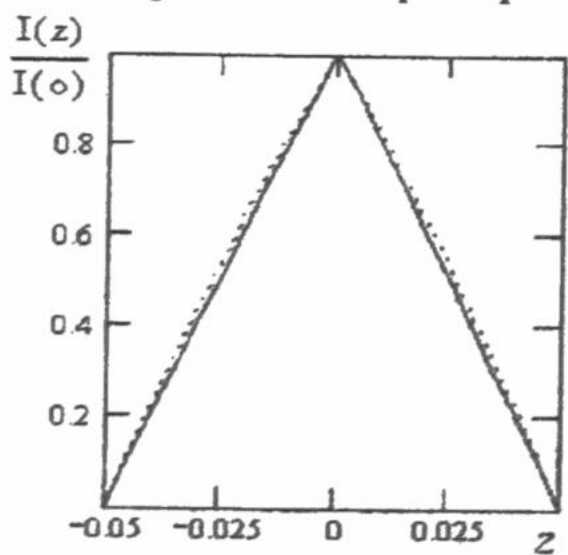
Чтобы получить более точное представление о структуре поля в ближней зоне, используя приведенные выше выражения (4)-(6), необходимо воспользоваться точным выражением для тока, возбуждающего вибратор.

Строгое распределение тока можно получить из решения интегрального уравнения Поклингтона или Халлена [4,5]. Для уравнения Халлена относительно тока существует аналитическое решение, полученное Кингом [6]. Воспользуемся этим решением применительно к антенне в воздухе при условии $kl \leq 5\pi/4$, $(ka)^2 \ll 1$:

$$I(z) = \frac{-i2\pi V}{Z_0 A \cos kl} (\sin k(1-|z|) + B(\cos kz - \cos kl) + D(\cos \frac{1}{2} kz - \cos \frac{1}{2} kl)) . \quad (8)$$

В этой формуле $A=A(a,l)$, $B=B(a,l)$, $D=D(a,l)$ - комплексные константы, зависящие от радиуса проволочной антенны - a и длины ее плеча - l , определенные в [6], остальные величины также являются постоянными и приведены в [6]. Эти константы легко определяются численным интегрированием с помощью ЭВМ по формулам, приведенным в [6], или выражаются через табулированные выражения для интегрального косинуса и синуса.

На рис.1 для примера приведены расчеты нормированного к единице амплитудного распределения

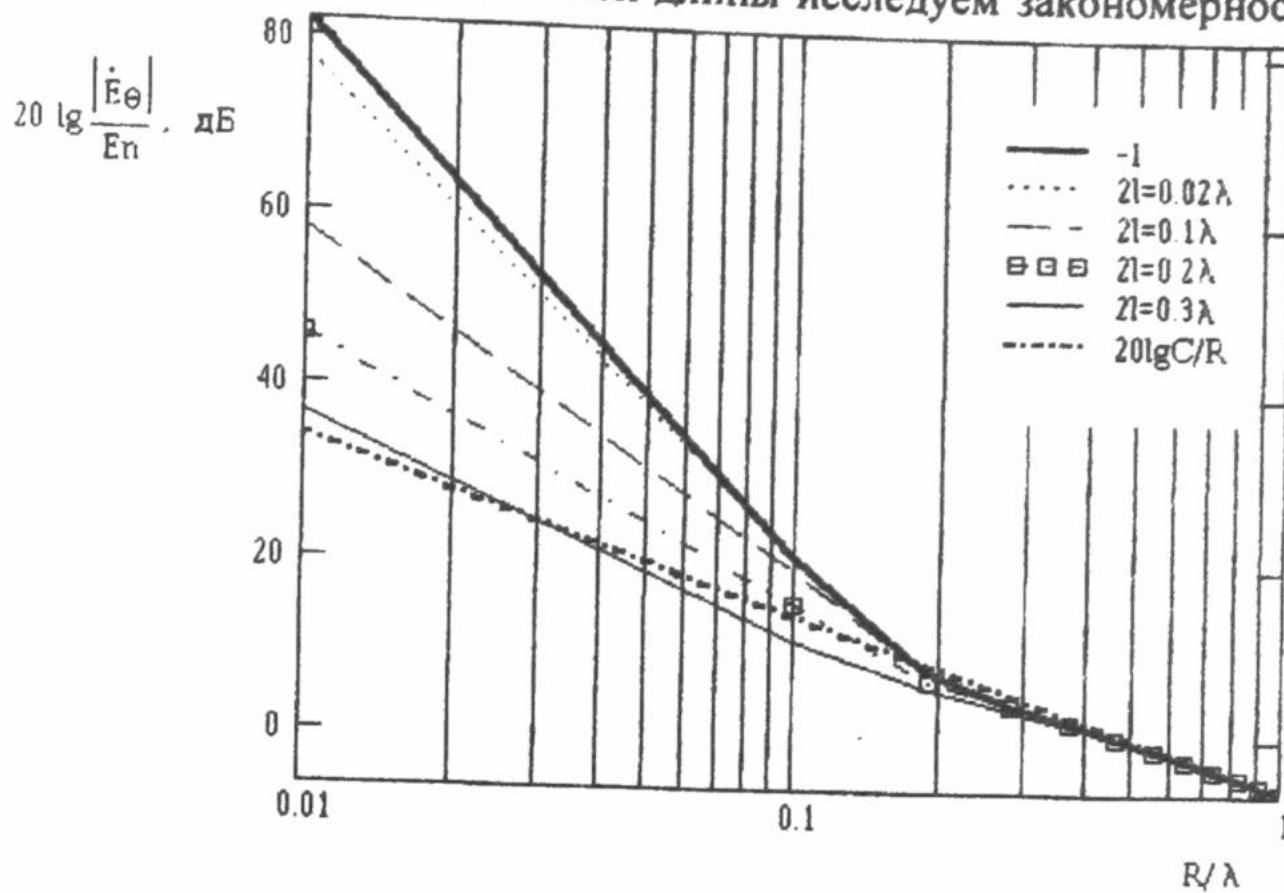


тока вдоль вибратора длиной $0,1\lambda$: по приближенной формуле (7)-сплошная линия на рис.1, по формуле Кинга (8)-пунктирная линия (в расчетах по формуле Кинга радиус вибратора $a=0,002\lambda$). Видно, что распределение тока в короткой вибраторной антенне имеет треугольный характер и практически одинаково как по строгой, так и по приближенной теории. Расчеты показали также, что при уменьшении длины вибратора отличие токов, рассчитанных согласно (4) и (5), уменьшается. Таким образом, для анализа амплитудных и фазовых характеристик полей в ближней зоне коротких проволочных антенн достаточно использовать приближенную формулу (7) для амплитудного распределения тока вдоль антенны

Рис.1. Распределение тока в вибраторе длиной $2l=0,1\lambda$

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Для решения поставленной задачи определения границ применимости теории диполя Герца к проволочным антеннам конечной длины исследуем закономерности изменения амплитуд векторов напряженности электрического и магнитного полей и мощности поля при изменении расстояния до точки наблюдения вдоль луча в плоскости наблюдения, перпендикулярной антенне, т.е. в направлении главного максимума диаграммы направленности.



В [7] показано, что при уменьшении расстояния от диполя Герца до точки наблюдения при $R < 0,5\lambda$ амплитуды полей E и H возрастают быстрее чем $1/R$. В [1] же показано, что в случае антенн достаточных электрических размеров характер этой функциональной зависимости другой - поля увеличиваются медленнее $1/R$.

Поэтому очевидно, что длина проволочной антенны влияет на характер функциональной зависимости амплитуд компонент и мощности электромагнитного поля от расстояния между антенной и точкой наблюдения.

Результаты расчетов зависимости амплитуд векторов напряженности электрического и магнитного полей и мощности от расстояния до точки наблюдения в пределах от 0,01 до одной длины волны для диполя Герца и симметричных тонких проволочных вибраторов длиной от 0,02 до 0,3 длины волны представлены на рис.2. Здесь же приведена кривая $20 \lg C/R$, рассчитанная с нормировкой к значению амплитуд E и H полей и мощности к их значению в точке $R = \lambda$.

Длины вибраторов в расчетах изменялись от 0,02 до 0,3 длины волны. Амплитуды полей в расчетах для диполя Герца аналогично [7] нормировались к множителям:

$$E_{00} = I_0 Z_0 L / \lambda^2, \quad (9)$$

$$H_{00} = I_0 L / \lambda^2, \quad (10)$$

а мощность - к множителю

$$P_0 = I_0^2 Z_0 L^2 / \lambda^4 \quad (11)$$

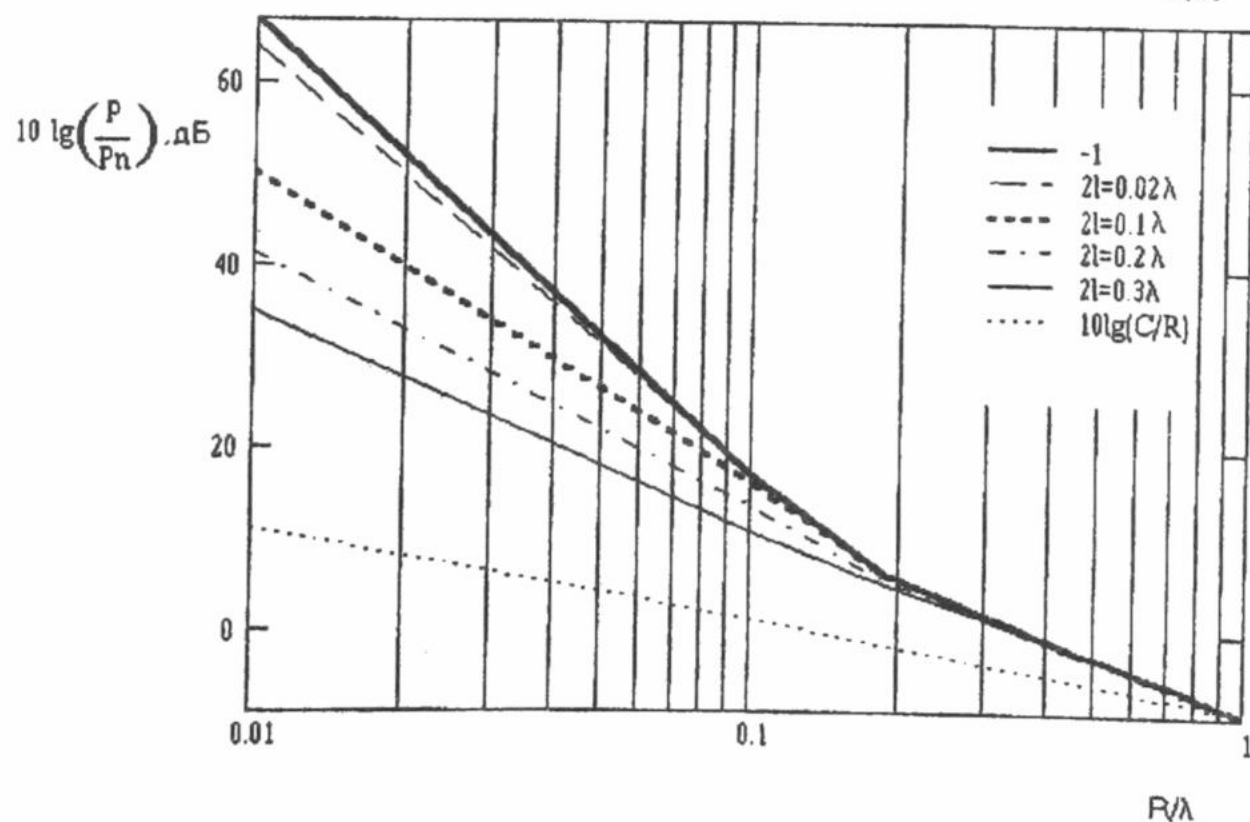
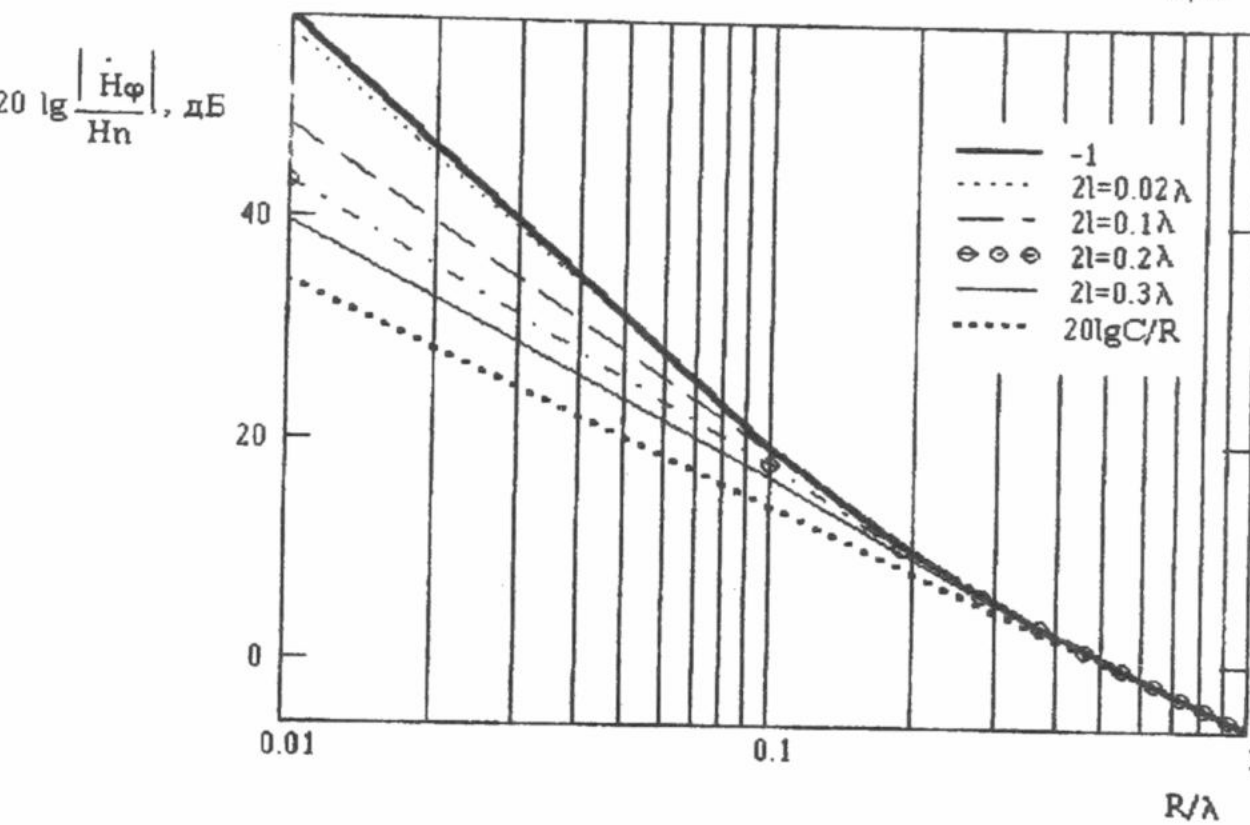


Рис.2. Зависимости амплитуд электрического и магнитного полей и мощности излучения от расстояния между антенной и точкой наблюдения.

где I_0 - амплитуда тока на клеммах вибратора, L - его длина, Z_0 - волновое сопротивление свободного пространства. В расчетах для вибраторов конечной длины амплитуды и мощность поля пронормированы так, чтобы их величины совпали со значениями для диполя Герца в точке наблюдения $R/\lambda=1$.

Из анализа результатов расчетов следует, что функциональная зависимость амплитуд и мощности поля диполя Герца от расстояния, характерная для дальней зоны, т.е. в виде $1/R$ и $1/R^2$ соответственно, имеет место для расстояний, больших $0,3$ длины волны. Этот вывод справедлив и для проволочных антенн конечной длины. Из сравнения расчетных зависимостей для диполя Герца и вибраторов разной длины видно, что при длинах вибраторов, меньших $0,02$ длины волны, при $R/\lambda > 0,05$ зависимости характеристик полей от расстояния практически одинаковы. При уменьшении расстояния до $0,01\lambda$ отличие амплитуды электрического поля увеличивается до ~ 5 дБ, магнитного - до ~ 1 дБ, а мощности - до ~ 4 дБ. При больших длинах вибраторов характеристики полей отличаются, причем тем больше, чем больше длина вибратора. Из рисунков видно, что характеристики полей диполя Герца и вибраторов конечной длины совпадают на расстояниях, больших длины вибратора.

В [7] показано, что для определения границ промежуточной и дальней зоны излучения диполя Герца удобно использовать в качестве критерия зависимость разности фаз поперечных компонент электрического и магнитного полей от расстояния до точки наблюдения.

Рассмотрим эти зависимости в случае проволочных антенн конечной длины. Из результатов расчетов для указанных выше вариантов вибраторов (рис.3) видно, что качественно характер этой зависимости для диполей Герца (кривая -1) и коротких вибраторов одинаков: вблизи антенны ($R < 0,1\lambda$) разность фаз электрического и магнитного полей отличаются на 90° , а на больших расстояниях, соответствующих расстоянию дальней зоны ($R > 0,5\lambda$), поля синфазны. Однако, при увеличении длины вибратора область ближних реактивных полей, в которой электрические и магнитные поля сдвинуты по фазе на 90° , смещается ближе к антенне, причем тем больше, чем больше длина вибратора. Соответственно и область волновых полей, в которой вектора E и H синфазны, т.е. область дальней зоны, при увеличении длины вибратора смещается ближе к нему. Отметим, что полученный вывод о том, что чем меньше длина вибратора, тем больше размеры области его реактивного поля, имеет важное значение и должен учитываться при рассмотрении проблем электромагнитной экологии.

Из дополнительных расчетов и рис.3 видно также, что при длине вибратора $2l=0,02\lambda$, определенной ранее как предельная для применения теории диполя Герца к симметричным проволочным антеннам, разность фаз электрического и магнитного полей излучения вибраторов разной длины и диполя Герца не превышает долей градуса. При увеличении длины вибратора она увеличивается и при $2l=0,3\lambda$ достигает 25° . Характерно, что максимальное отличие разности фаз полей вибраторов и диполя Герца имеет место при расстоянии от антенны до точки наблюдения, равном $0,12$ длины волны.

Таким образом, анализ фазовых характеристик электромагнитных полей вблизи антенны подтвердил полученный выше вывод о том, что теория диполя Герца применима для расчета излучения симметричных проволочных антенн, длина которых не превышает $0,02\lambda$ длины волны.

Рассмотрим далее пространственное распределение характеристик излучения коротких вибраторных антенн, которое в дальней зоне называется диаграммой направленности. Результаты расчетов по приведенным выше формулам нормированных к максимальному значению амплитуд поперечных компонент

электрического и магнитных полей и мощности в зависимости от угла θ для симметричной вибраторной антенны длиной $0,02\lambda$ и для диполя Герца на расстояниях от $0,02$ до целой длины волны λ приведены на рис.4. Из этих данных следует, что на расстояниях, равных и больших половины длины волны угловые характеристики излучения коротких проволочных антенн с графической точностью совпадают с диаграммой направленности. На расстоянии $0,1\lambda$, т.е. в промежуточной зоне излучения антенны, отличие расчетных

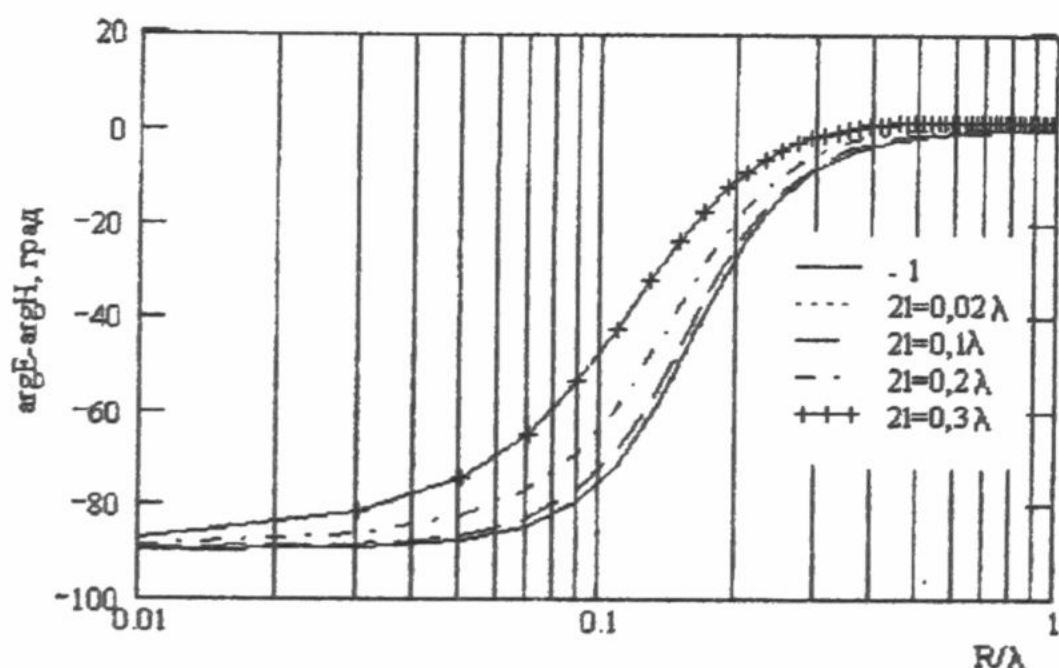


Рис.3. Зависимость разности фаз электрического и магнитного полей от расстояния

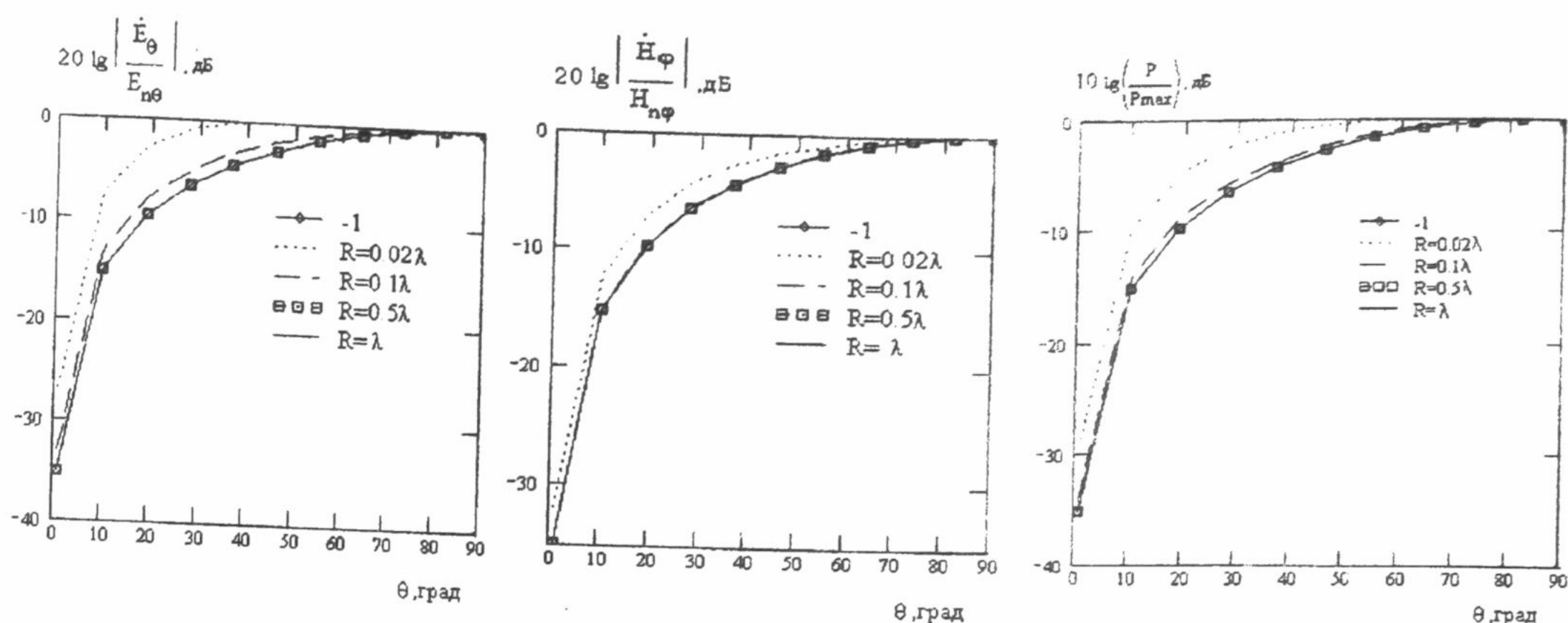


Рис.4. Зависимости амплитуд электрического и магнитного полей и мощности излучения диполя Герца и вибратора длиной $0,02\lambda$ от угла при разных расстояниях от антенны.

кривых максимально для электрического поля, но не превышает 1дБ.

В ближней зоне - на расстоянии $0,02\lambda$ - максимальное отличие расчетных кривых от диаграммы направленности увеличивается до 7,5дБ для электрического поля на уровне - 15 дБ диаграммы направленности. Для магнитного поля это отличие не больше 3 дБ, а для мощности - 5,2 дБ.

Таким образом, расстояние $0,5\lambda$ удовлетворяет условиям дальней зоны и по критерию отсутствия зависимости нормированной диаграммы направленности от расстояния до точки наблюдения.

ВЫВОДЫ

В результате компьютерного анализа волновых процессов в ближней зоне диполя Герца и слабонаправленных коротких симметричных вибраторных антенн показано, что

- теория диполя Герца применима для расчета характеристик излучения электрически коротких вибраторных антенн при длине, меньшей $0,02$ длины волны;
- расстоянием дальней зоны для таких антенн с достаточной для практики точностью можно считать половину длины волны.

Показано также, что чем меньше длина проволочной антенны, тем больше протяженность области ее реактивных полей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ерохин Г.А., Кочержевский В.Г., Петровский А.А. Анализ ближнего поля проволочных антенн. Антенны, Вып.1 (42), 1999, с.31-35
2. Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. М.-Л.:ГИТТЛ, 1948,- 539с.
3. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. Харьков, Изд-во Харьковского университета. 1960.-284с.
4. Митра Р. Вычислительные методы в электродинамике.- М.: Мир, 1977, 487с.
5. King R.W.P. The Theory of Linear Antennas.- Harv.Univ.Press, Cambr.-Mass.,1956, 944p.
6. КингР. Антенны в материальных средах.- М., Мир, 1984, т.1-2, 822с.
7. Горобец Н.Н. Особенности волновых процессов в ближней зоне датчиков электрического и магнитного поля. В кн.: "Методы и средства измерения в области электромагнитной совместимости. Труды III- Республиканской НТК", Винница, 1991. с 95-100.

УСТАНОВКА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ГАРМОНИК

В.И.Чеботарев, Г.М.Чекалин

*Харьковский госуниверситет, 310077 Харьков, пл.Свободы 4,
(телефон: (0572)45-71-75, E-mail: Nikolay.N.Gorobets @ univ.kharkov.ua)*

Поступила в редакцию 4 ноября 1999г.

Представлены результаты разработки установки для формирования векторного сигнала, поляризации зеркальных гармоник которого ортогональны, причем состоянием поляризации зеркальных гармоник можно управлять, не нарушая их ортогональности.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: векторный сигнал, микроволны, поляризация, антенна.

Векторные сигналы микроволнового диапазона используются для повышения информативности радиофизических методов и радиоэлектронных систем путем использования поляризационных характеристик электромагнитных волн. При этом имеется возможность не только формировать определенное состояние поляризации спектральных гармоник сложного векторного сигнала, но и управлять состоянием поляризации зеркальных гармоник. В описанном в [1] способе реализовано формирование зеркальных гармоник, поляризационными характеристиками которых можно управлять. Однако, недостатком способа является то, что все поляризационные характеристики зеркальных гармоник всегда одинаковые и изменяются синхронно при изменении сдвига фаз между несущими колебаниями базисных сигналов.

Способ, предложенный в [2], теоретическое обоснование которого представлено в [3], лишен указанного недостатка. Он позволяет формировать векторный сигнал, зеркальные гармоники которого различаются одним из параметров поляризации, а именно, углом ориентации поляризационных эллипсов. Этот способ дает также возможность управлять состоянием поляризации зеркальных гармоник без нарушения соотношения и без изменения пространственного положения в ТЕМ- плоскости электромагнитной волны углов ориентации поляризационных эллипсов зеркальных гармоник формируемого векторного сигнала.

СХЕМА И ПРИНЦИП РАБОТЫ УСТАНОВКИ

Способ, реализуемый в предлагаемой установке, заключается в разделении несущего колебания на четное количество составляющих, равное числу боковых зеркальных гармоник, в попарной независимой модуляции этих составляющих колебаниями низких частот одинаковой для каждой пары составляющих амплитуды и сдвигом фаз между ними $\pm\pi/2$, в коллинеарном суммировании соответствующих сигналов разных пар в х- вом и в у- вом базисах для получения двух базисных

сигналов. При этом сдвиг фаз между составляющими несущих колебаний в парах определяется из уравнения

$$\Delta\varphi_{ko} = \pi/2 \mp 2 \arctg r_{kl},$$

где k - номер пары составляющих несущих колебаний; l - номер гармоники в сигнале; r_{kl} - коэффициент эллиптичности kl - тых спектральных гармоник одной боковой полосы частот.

Структурная схема разработанной установки представлена на рис.1. Структурная схема содержит генератор 1 несущего колебания микроволновой частоты, три волноводных разделителя 2,3,4 мощности, четыре волноводных аттенюатора 5,6,18,19, четыре волноводных фазовращателя 7,8,20,21, четыре модулятора 9,10,22,23, два коллинеарных сумматора 11,12, переход 29 с двух ортогональных волноводов прямоугольного сечения на волновод круглого сечения, конический рупорный излучатель 30, четыре фазовращателя 13,14,24,25 модулирующих колебаний низкой частоты, четыре регулятора 15,16,26,27 амплитуды модулирующих колебаний низкой частоты и два генератора 17,28 модулирующих колебаний низких частот.

Поясним принцип работы установки.

Предварительно с помощью блоков 15,16 уравниваются амплитуды модулирующих колебаний низкой первой частоты, с помощью фазовращателей 13,14 устанавливается сдвиг фаз между ними, равный $\pm \pi/2$ ($\Delta\Phi_1 = \pm \pi/2$), с помощью регуляторов амплитуды 26,27 уравниваются амплитуды модулирующих колебаний низкой второй частоты, с помощью блоков 24,25 устанавливается сдвиг фаз между ними, равный $\pm \pi/2$ ($\Delta\Phi_2 = \pm \pi/2$), затем задается необходимое значение коэффициента эллиптичности r_{11} первой, например, левой спектральной гармоники и направление вращения векторов поля этой гармоники, т.е. знак "+" или "-" перед r_{11} , и по соответствующей кривой рис.2 (где показаны зависимости сдвига фаз между составляющими несущих колебаний в парах от коэффициентов эллиптичности kl -х спектральных гармоник одной боковой полосы частот микроволнового сигнала для случаев: кривая 1- при $\Delta\Phi_k = +\pi/2$ и кривая 2- при $\Delta\Phi_k = -\pi/2$, $\Delta\Phi_k$ - сдвиг фаз между модулирующими колебаниями одинаковых частот) определяется сдвиг фаз $\Delta\varphi_{10}$ между первой и второй составляющими несущих колебаний. После этого задается необходимое значение коэффициента эллиптичности второй левой спектральной гармоники r_{21} и по соответствующей кривой рис.2 определяется сдвиг фаз между третьей и четвертой составляющими несущих колебаний $\Delta\varphi_{20}$, а с помощью блоков 20,21 устанавливается это значение.

После запуска генератора 1 несущее колебание микроволновой частоты с выхода генератора 1 подается на вход первого центрального разделителя мощности 2, с выходов которого оно подается на входы второго 3 и третьего 4 разделителей мощности для деления несущего колебания на четыре составляющих. Первая и вторая составляющие несущих колебаний, которые образуют первую пару составляющих несущих колебаний, с первых выходов соответственно второго 3 и третьего 4 разделителей мощности через соответствующие аттенюаторы 5,6 и фазовращатели 7,8 подаются на входы первого 9 и второго 10 модуляторов, где каждая составляющая несущих колебаний после запуска

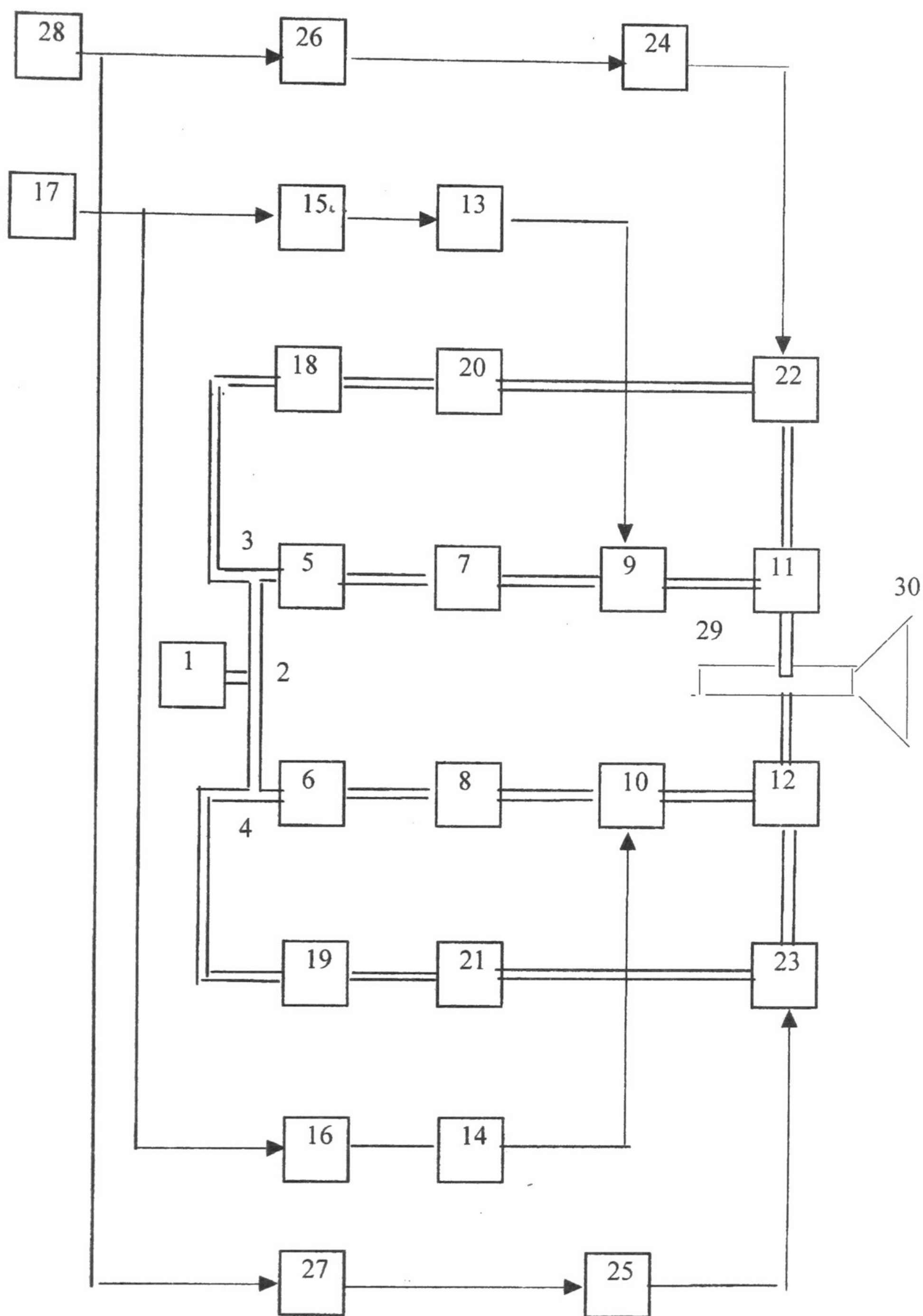


Рис.1 Структурная схема установки

генераторов 17,28 и после подачи их на управляющие входы первого 9 и второго 10 модуляторов с выхода генератора 17 через соответствующие регуляторы амплитуды 15,16 и фазовращатели 13,14 независимо модулируется колебаниями низких одинаковых частот Ω_1 . Третья и четвертая составляющие несущих колебаний со вторых выходов соответственно второго 3 и третьего 4 разделителей мощности через соответствующие аттенюаторы 18,19 и фазовращатели 20,21 подаются на входы третьего 22 и четвертого 23 модуляторов, где каждая составляющая после подачи их на управляющие входы третьего 22 и четвертого 23 модуляторов с выхода генератора 28 через соответствующие регуляторы амплитуды 26,27 и фазовращатели 24,25 независимо модулируется колебаниями низких одинаковых частот Ω_2 . На выходах модуляторов образуются триплетные сигналы. С выходов первого 9 и третьего 22 модуляторов триплетные сигналы подаются на входы первого 11 коллинеарного сумматора, а с выходов второго 10 и четвертого 23 - на входы второго 12 коллинеарного сумматора. На выходах первого и второго коллинеарных сумматоров формируются два базисных линейно поляризованных сигнала, которые ортогонально складываются в переходе 29 с двух ортогональных волноводов прямоугольного сечения на волновод круглого сечения.

На выходе перехода 29 формируется микроволновый сигнал с поляризованными спектральными гармониками, который подается на конический рупорный излучатель 30.

В качестве генератора 1 в экспериментах использован генератор ГЗ-14А трехсантиметрового диапазона, а в качестве генераторов 17,28 - генераторы низкой частоты ГЗ-7А, которые выдавали управляющие переменные напряжения до 7-10 В с частотами 1,5 МГц и 3,0 МГц соответственно. В качестве модуляторов 9,10,22,23 использовались р-і-п- диодные волноводные вставки, где диоды размещались непосредственно в волноводных трактах. Могут быть использованы амплитудные модуляторы другого типа. В качестве коллинеарных сумматоров 11,12 были использованы Т-образные волноводные Н- тройники. Разделители мощности 2,3,4 - это также волноводные Т-образные Н-тройники сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$. Волноводные аттенюаторы 18,5,6,19 обеспечивали изменение уровня сигнала на 40 дБ, а волноводные фазовращатели 20,7,8,21 - изменение фазы до 180° . Фазовращатели 24,13,14,25- электронные фазовращатели мостового типа, рассчитанные на частоты 1,5 МГц (13,14) и 3,0 МГц (24,25) и изменяющие фазу модулирующих колебаний до 180° . Прием сигнала осуществляется на линейно поляризованную вращающуюся в ТЕМ- плоскости волны антенну, подключенную к амплитудному анализатору спектра типа С4-60.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате вышеперечисленных операций в описываемой установке на выходах модуляторов 9,22 получаются два триплетных сигнала u_{1x} и u_{2x} , спектральные диаграммы которых показаны на рис.3а с изображением амплитуд и фаз спектральных гармоник. Эти два сигнала коллинеарно суммируются в блоке 11, формируя первый базисный линейно поляризованный сигнал u_x . На рис.3с изображены спектральные диаграммы коллинеарно складываемых триплетных сигналов с изображением амплитуд и фаз спектральных гармоник для формирования второго базисного сигнала u_y . Спектральные диаграммы

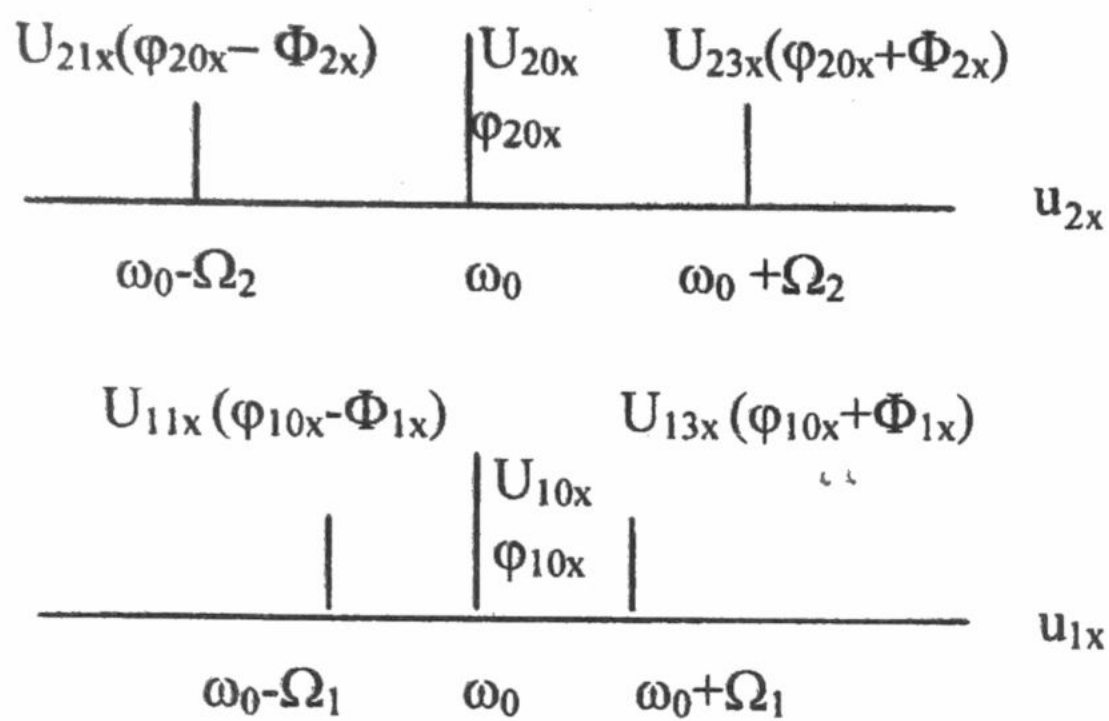


Рис. 3а. Триpletные сигналы x-базиса

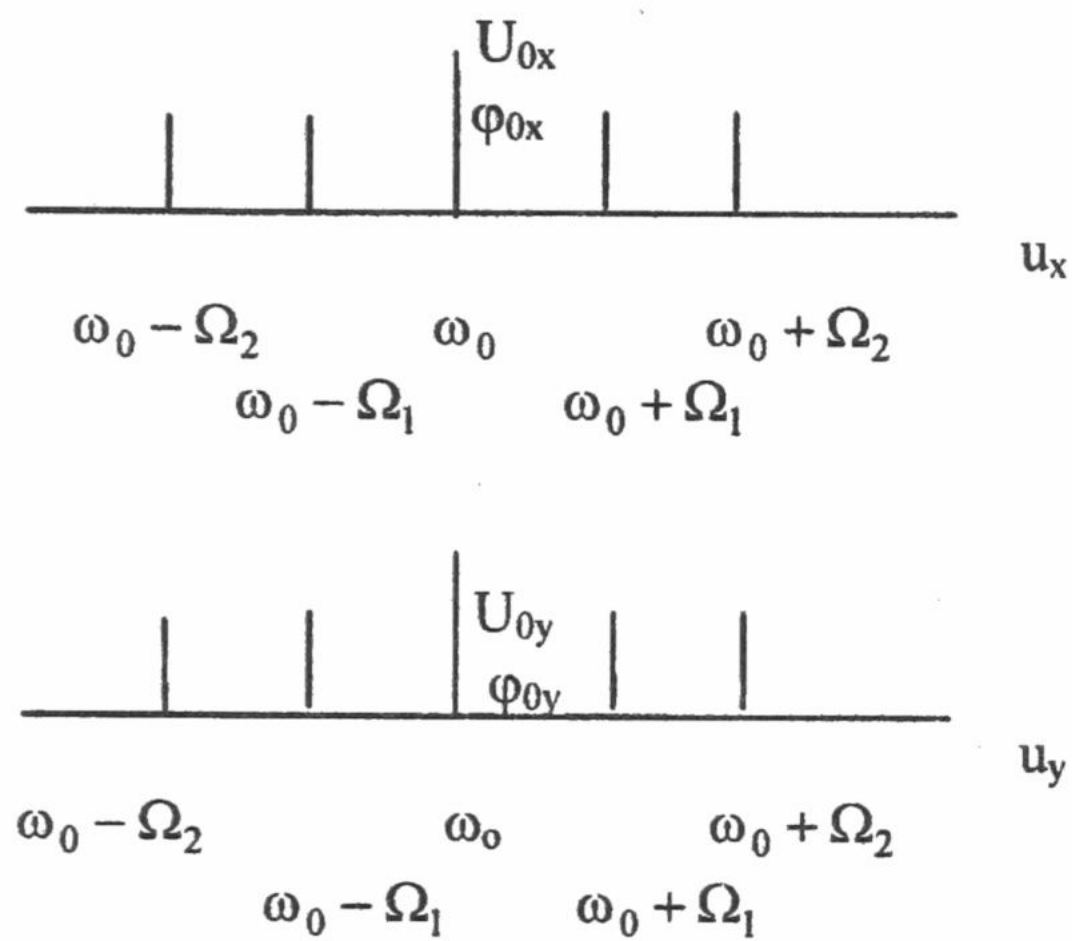


Рис.3в. Базисные сигналы.

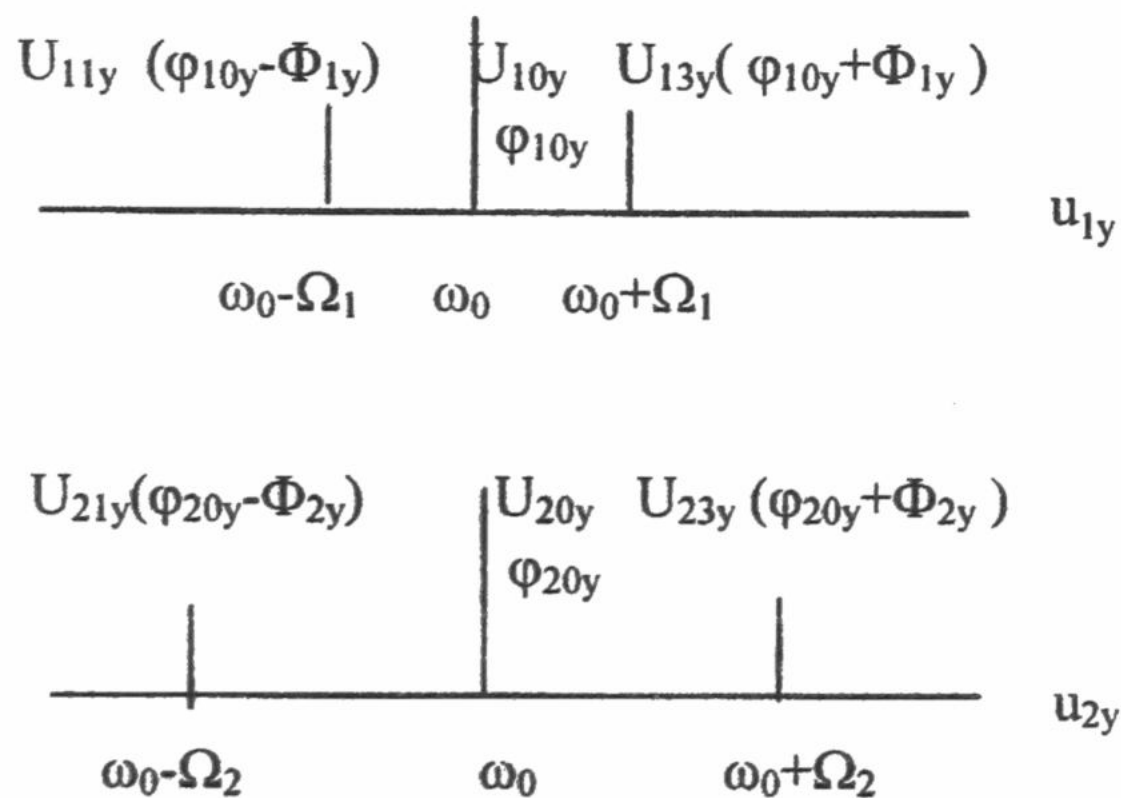


Рис. 3с. Триpletные сигналы у- базиса.

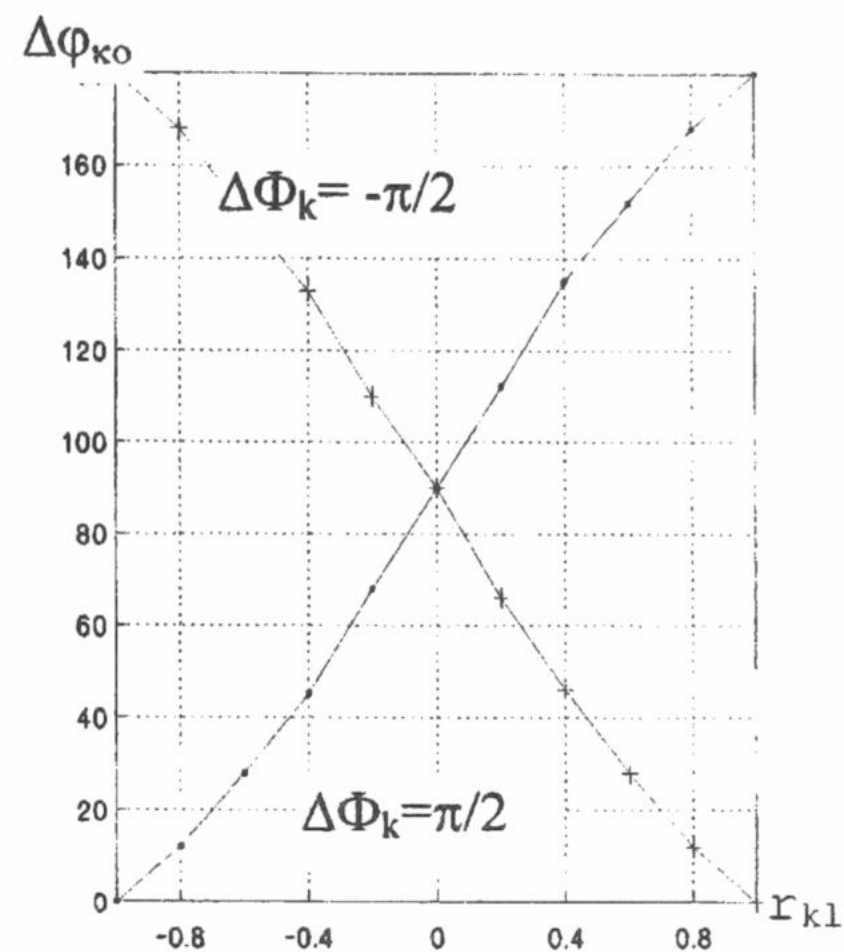


Рис.2 График зависимости $\Delta\varphi_{k0} = \pi/2 \mp 2 \arctg r_{kl}$

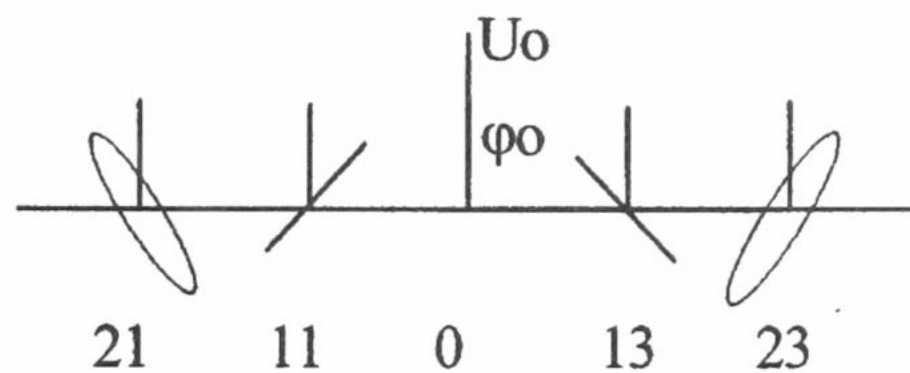


Рис. 4 Спектрально-поляризационная диаграмма векторного сигнала, сформированного посредством рассматриваемой установки

двух базисных сигналов u_x и u_y с изображением результирующих амплитуд и фаз центральной гармоники несущей частоты в каждом сигнале перед ортогональным их сложением показаны на рис.3в. На выходе ортогонального сумматора 29 базисных сигналов получается векторный сигнал с поляризованными спектральными гармониками, спектральная диаграмма которого представлена на рис.4 с изображением поляризаций и нумерации спектральных гармоник, а также амплитуды и фазы центральной гармоники несущей частоты.

ВЫВОДЫ

Таким образом, использование установки, реализующей предложенный способ, по сравнению с существующими обеспечивает следующие преимущества:

1) Позволяет формировать микроволновый векторный сигнал, поляризации зеркальных спектральных гармоник которого заранее известны. Для спектральных гармоник одной боковой полосы частот (например, левой) микроволнового векторного сигнала углы ориентации β_{kl} поляризационных эллипсов будут равны $\pm \pi/4$, а коэффициенты эллиптичности их γ_{kl} заранее задаются. А параметры поляризации спектральных гармоник правой боковой полосы частот связаны с соответствующими параметрами левой полосы соотношениями:

$$\begin{aligned} \gamma_{23} &= -\gamma_{21}; & \beta_{23} &= \beta_{21} \pm \pi/2; \\ \gamma_{13} &= -\gamma_{11}; & \beta_{13} &= \beta_{11} \pm \pi/2. \end{aligned}$$

2) Позволяет получать ортогональные поляризации спектральных зеркальных гармоник векторного микроволнового сигнала.

3) Дает возможность управлять коэффициентом эллиптичности спектральных зеркальных гармоник микроволнового сигнала, не нарушая ортогональности их поляризаций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А. Поляризация радиолокационных сигналов. М.: Сов. радио, 1966, 189 с.
2. А.с. СССР № 1394292. Способ формирования СВЧ- сигнала с поляризованными спектральными составляющими. Горобец Н.Н., Давидчевский Ю.И., Чеботарев В.И., Чекалин Г.М. Открытия. Изобретения. 1988, № 17, С.212
3. Горобец Н.Н., Чеботарев В.И., Чекалин Г.М. Формирование состояния поляризации спектральных гармоник. Вісник Харківського університету № 427. Радіофізика та електроніка. Вип.1, 1999, С. 168-172

КОНЦЕПЦИЯ СОЗДАНИЯ СИСТЕМНОЙ ТЕОРИИ ОПТИМАЛЬНЫХ АДАПТИВНЫХ, ДИНАМИЧЕСКИХ И СТАТИЧЕСКИХ ЛОКАЦИОННО-ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ

Матюхин Н.И.

Харьковский национальный университет, 61077, Харьков, пл.Свободы, 4, Украина
Поступила в редакцию 15 сентября 1999г.

На системном уровне рассматриваются возможности создания теории оптимального синтеза, анализа и конфликтного управления состоянием сложной радиолокационной системы. Необходимость создания теории определяется необходимостью динамического согласования состояния и поведения системы с адаптивно-изменяющимся состоянием внешней среды. Проблема сводится к созданию радиоголографической системы, обладающей свойством управляемости и адаптации, и к разработке системного математического аппарата, позволяющего оптимизировать состояние и поведение системы. Рассматривается концепция построения теории.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дифференциальная игра, согласование, оптимизация, динамика, адаптация.

Радиолокационная система и ее внешняя среда, действующая по входу (потoki целей и источников помех) и предъявляющая требования к выходной информации (активные средства), связаны единым процессом противоборства и взаимодействуют между собою с совпадающими или различными интересами. По своему состоянию, поведению и характеру взаимодействия с внешней средой радиолокационные системы можно разделить на классы: статические, дискретно-статические, динамические и адаптивные. Системы, в которых изменяются системные параметры во время выполнения локационно-голографических операций, называются динамическими. Если параметры изменяются перед началом операций, то системы называются дискретно-статическими. Системы, способные анализировать состояние внешней среды и изменять после этого соответственно свое состояние, называются адаптивными.

Внешняя среда, действующая по входу системы, по характеру поведения является управляемой и адаптивной. При создании сложных и дорогостоящих систем естественно применять принцип согласования состояния и поведения системы с изменяющимся состоянием и поведением внешней среды. Система называется оптимальной в смысле выбранного критерия, если выполняется этот принцип. Взаимодействие системы с внешней средой предлагается рассматривать как процесс двустороннего конфликтного управления состоянием одного объекта-(системой). В процессе взаимодействия происходит взаимная адаптация системы и ее внешней среды.

Внешняя среда, действующая по выходу системы, предъявляет высокие требования к системе по быстродействию, пространственному разрешению и энергии зондирующего сигнала. Так, перспективные активные средства с высоким быстродействием требуют целеуказания с пространственным разрешением порядка долей размеров целей и темпом обновления информации порядка периода локации.

Для согласования системы с внешней средой по состоянию и поведению, по энергии зондирующего сигнала и пространственному разрешению предложено создавать многопозиционную когерентную (радиоголографическую) систему. Чтобы исключить затраты времени на передачу цели смежным локатором для дальнейшего обслуживания, система должна быть автономной или многофункциональной.

В силу сложности и неоднородности процессов, протекающих в современных радиолокационных системах, во внешней среде и при их взаимодействии, теория радиолокации стала развиваться по отдельным устройствам, а на общесистемном уровне возник своеобразный кризис. Поэтому современные локаторы при системном проектировании рассматриваются как статические. На самом деле они являются динамическими, поскольку изменяется отношение сигнал/помеха. Кроме того, существует ряд операций, которые требуют длительного времени выполнения, в течение которого внешняя среда может существенно измениться, а отдельные операции уже сейчас являются адаптивными.

Возникает, таким образом, проблема создания теории оптимальных современных и перспективных радиолокационных систем. Целью статьи является разработка концепции создания такой теории.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Взаимодействие системы с ее внешней средой. Радиолокационную систему и ее внешнюю среду, действующую по входу и выходу системы, следует рассматривать как взаимодействующие системы, которые непрерывно развиваются и совершенствуются, влияя друг на друга. Этапам их развития соответствуют этапы развития теории и техники радиолокации и упомянутые классы радиолокационных систем.

Внешняя среда, действующая по входу системы. На первом этапе развития взаимодействующих систем (статические локации) наблюдаемая цель принималась одиночной, точечной, неподвижной и расположенной на максимальной дальности. Уравнением состояния локатора, объединяющим его параметры, служит уравнение радиолокации. Локатор и внешняя среда рассматриваются как статические системы.

На втором этапе развития (дискретно-статические локации) ставится задача наблюдения умеренных потоков целей в условиях влияния умеренных помех. Внешняя среда является динамической, но локации остаются статическими. Поскольку нет теории построения динамических систем, применяется вариантный подход: каждому варианту состояния внешней среды ставится в соответствие вариант построения системы.

На третьем этапе развития (динамические локации) ставится задача наблюдения больших потоков целей в условиях сильного противодействия. Внешняя среда по своему поведению является в сильной степени изменяющейся. Плотность входящего потока, уровень совокупного мешающего сигнала могут изменяться случайным и непредсказуемым образом в недопустимо больших пределах (2-4 порядка). Основными факторами, определяющими динамический характер внешней среды, являются: движение большого числа целей и источников помех во времени и в пространстве, намеренное изменение параметров средств создания помех. Минимальный интервал статичности внешней среды равен периоду локации. Возникают проблемные задачи радиолокационного наблюдения, которые не решаются с помощью современных локации в силу ограниченности пространственного разрешения и энергии зондирующего сигнала (получение радиолокационного изображения целей и источников помех, наблюдение целей на фоне облака дипольных отражателей и в загоризонтной области и др.). Решение этих задач приводит к необходимости создания сложной и дорогостоящей системы, обладающей свойством управляемости. Для таких систем важной и актуальной является проблема оптимизации их состояния и поведения. Оптимизация, согласование состояния, может осуществляться в процессе выполнения операции, перед ее началом и на всем интервале наблюдения (распределение ресурса).

На четвертом этапе развития (адаптивные локации) внешняя среда по своему поведению является адаптивной. В ответ на изменение параметров радиолокационной системы средства создания помех могут изменять свои параметры (ширину спектра излучаемых частот, ширину луча (заградительная или прицельная помеха), несущую частоту, излучаемую мощность, резонансную длину диполя и др.). Необходимость согласования поведения системы с адаптивно-изменяющимся поведением внешней среды приводит к необходимости создания адаптивной радиолокационной системы.

Внешняя среда, определяющая требования к выходной информации (активные средства). На третьем и четвертом этапах развития для обслуживания больших потоков целей требуется создание быстроедействующих и высокоточных активных средств. Это предъявляет высокие требования к радиолокационной системе по пространственному разрешению, энергии зондирующего сигнала, точности измерения координат и темпу обновления информации.

Многофункциональная локационно-голографическая информационная система, обладающая свойством управляемости и адаптации. Систему, удовлетворяющую требованиям современных и перспективных активных средств, предлагается создавать на основе применения сверхкрупноапертурной сильноразреженной самофокусирующейся антенной решетки [1].

Кризис в теории радиолокации на системном уровне. На практике при системном проектировании системы нового перспективного класса теоретическую базу составляют: общая теория систем, общая теория радиолокации, теория радиолокации на системном уровне, научные основы системного проектирования или радиолокационная системотехника и методические основы системного проектирования. Общая теория систем находится в стадии развития и, видимо, не может быть в принципе завершена в силу того, что на абстрактном уровне не удастся преодолеть неопределенности системного синтеза (статистическую неопределенность оценки параметров внешней среды, динамическую неопределенность отыскания уравнения движения, неопределенность объединения параметров системы и внешней среды, неопределенность стратегии и тактики противоборствующих систем, неопределенность выбора единой метрики и др.) В силу сложности процессов, протекающих в системе, теория радиолокации стала развиваться по отдельным направлениям и устройствам, а рассмотрение системных вопросов стало существенно отставать от общего процесса развития. В радиолокационной системотехнике теоретическая концепция оказалась недостаточно эффективной и подготовленной к созданию собственного математического и методического аппарата, а место теории заняла системная модель. Поэтому при системном проектировании применяется либо теория отдельных устройств и создаются частные методики, либо эвристические методы построения системных моделей в сочетании с вариантным подходом. Возникает, таким образом, практическая и теоретическая необходимость в разработке концепции и методов единой теории оптимальных адаптивных, динамических и статических радиолокационных систем.

Концепция создания теории. По своей природе процесс взаимодействия системы с внешней средой, действующей по входу системы, носит конфликтный характер. Поэтому наиболее подходящим ма-

тематическим аппаратом, описывающим на системном уровне процесс противоборства, является теория дифференциальных игр. Дифференциальная игра "наблюдение-противодействие" распадается на две задачи оптимального управления, которые решаются противодействующими сторонами поочередно. Для постановки задач оптимального управления необходимо задать либо уравнение состояния, либо уравнение динамики. Концепция создания теории, по существу, сводится к разработке подхода (метода) к описанию общего процесса противоборства двух систем, адаптирующихся друг к другу, подхода к определению понятия состояния радиолокационной системы и ее подсистем и к разработке методов отыскания уравнений состояния.

При разработке общего подхода воспользуемся известным методом фазового пространства. В качестве фазовых координат предлагается использовать: функционал, описывающий состояние радиолокационной системы в зависимости от текущего времени и конфликтно-управляемых параметров, и функцию текущего времени, описывающую состояние внешней среды. Состояние системы будем характеризовать временем выполнения отдельных операций и полной совокупности операций, а состояние внешней среды - интервалом времени входа цели в зону обнаружения. Время выполнения операций однозначно связано с плотностью потока целей и числом целей, обслуженных в системе. Аналогичным образом интервал входа целей в зону обнаружения однозначно связан с плотностью потока целей и числом целей, входящих в зону обнаружения. Состояние системы и внешней среды, таким образом, можно описать либо на языке времени, либо на языке потоков, либо на языке числа целей. Значения фазовых координат для одного текущего момента времени определяют положение изображающей точки, а непрерывное изменение фазовых координат определяет траекторию изображающей точки (фазовую траекторию), которая отображает траекторию изменения состояния системы. В качестве единой метрики рассматривается функция близости состояния системы и внешней среды.

Методы теории динамических радиолокационных систем. Рассматриваемая система автономно осуществляет информационное обеспечение активных средств и поэтому она выполняет все известные в настоящее время локационно-голографические операции. В состав системы входят: операционные (однофункциональные) системы, полиоперационные (многофункциональные) системы и полилинейные (многоканальные) системы. Для каждой из таких систем разработаны методы отыскания уравнений состояния и методы составления и решения оптимизационных задач [1].

Методы теории адаптивных радиолокационных систем. Теорию синтеза оптимальных адаптивных систем будем рассматривать как теорию двустороннего конфликтного управления состоянием единой системы, когда параметры каждой из сторон вначале неизвестны, но в процессе адаптации они становятся известными (полная информированность игроков). Поэтому теория адаптации включает методы анализа состояния внешней среды и упомянутые в предыдущем пункте методы оптимизации состояния динамических систем. В качестве методов анализа состояния внешней среды будем применять известные в статистической теории радиолокации методы обнаружения и измерения.

Метод адаптивного среднего риска [2] предусматривает, что функция правдоподобия, входящая в выражение для среднего риска, содержит не только параметры полезного сигнала $u(t)$, но и параметры внешней среды $v(t)$, а сам средний риск усредняется по этим параметрам. Пусть Y - смесь полезного сигнала, шума и помех; $p(Y/u(t), v(t))$ - отношение правдоподобия; $p(u)$, $p(v)$ - априорные плотности вероятностей параметров полезного и мешающего сигналов; $\Omega(\hat{u}, u, \hat{v}, v)$ - функция платы. Тогда адаптивный средний риск будет иметь вид:

$$R(\Omega, \hat{v}, \hat{u}) = \int_{(Y)} dY \int_{(u)} du \int_{(v)} dv \Omega(\hat{u}, u, \hat{v}, v) p(Y/u, v) p(u) p(v),$$

Метод последовательного уточнения параметров, применяемый, например, в фильтре Калмана, позволяет производить их оценку по байесовой схеме. При этом по данным измерений, проведенным в предыдущие периоды локации, формируется функция распределения измеряемого параметра, которая используется в качестве априорного распределения в текущем периоде локации. Предыдущие интервалы наблюдения составляют время адаптации.

Метод независимого формирования отношения правдоподобия на предыдущих интервалах наблюдения предусматривает, что измеряемый параметр изменяется по определенному закону, который может быть установлен в процессе адаптации, а результаты наблюдений с учетом этого могут быть пересчитаны на текущий интервал наблюдения и использоваться в качестве априорных сведений (метод Зиберта-Фальковича). Пусть Y - вектор входной реализации, содержащий сигналы от источников помех; $v_1, \dots, v_n$ - значения векторов измеряемых параметров на интервалах наблюдения от 1-го до n-го;

$$A(v_1, \dots, v_n) = \frac{p(Y/v_1, \dots, v_n)}{p(Y/0)} - \text{отношение правдоподобия по данным } n \text{ измерений; } p(Y/v_1, \dots, v_n) -$$

функция правдоподобия; $\Lambda_i(v_i) = \frac{p(Y/v_i)}{p(Y/0)}$ - отношение правдоподобия, сформированное на i -м интервале наблюдения. Тогда апостериорная вероятность для n -го интервала наблюдения, определяющая структуру оптимальной адаптивной радиолокационной системы, будет иметь вид:

$$p(v_n/Y) = K(Y)\Lambda_n(v_n)\Lambda_{n-1}[f_{n-1}(v_n)]\dots\Lambda_1[f_1(v_n)],$$

где $K(Y) = \int_{-\infty}^{\infty} dv_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} dv_n p(v_1, \dots, v_n) \Lambda(v_1, \dots, v_n)$; $p(v_1, \dots, v_n)$ - совместная априорная плотность вероятности параметров по данным n измерений; $f_1(\cdot), \dots, f_n(\cdot)$ - известные функции; $v_i = f_i(v_n)$.

ВЫВОДЫ

1. Необходимость исследования возможностей создания динамических и адаптивных радиолокационных систем определяется характером поведения их внешней среды. Высокая стоимость и ограниченность ресурса современных и перспективных систем приводят к необходимости согласования (оптимизации) их состояния и поведения с аналогичными характеристиками внешней среды. Сложность системы, многообразие и неоднородность физических процессов, протекающих в самой системе, во внешней среде и при взаимодействии между ними, приводят к проблеме математического описания состояния и поведения системы.

2. Концепция создания теории оптимальных, динамических и статических систем включает: основную идею о непрерывном согласовании (оптимизации) состояния, поведения и ресурса системы; подход к описанию состояния и поведения как составной части описания общего процесса взаимодействия системы с внешней средой в форме противоборства; описание поведения системы в пространстве состояний и выбор в качестве состояния времени выполнения операции в зависимости от текущего времени и конфликтно-управляемых параметров системы и внешней среды; выбор единой метрики; выбор подходов (методов) к отысканию уравнений состояния и динамики; применение статистических и детерминированных методов описания систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н.И. Матюхин. Методы математического описания поведения локационно-голографической системы повышенной многофункциональности и динамичности при наблюдении потока целей в ситуациях радиолокационного конфликта // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. - 1998. -8. -С. 62-77.
2. В.Г. Репин, Г.П. Тартаковский. Статистический синтез при априорной неопределенности и адаптация информационных систем. - М.: Сов. радио, 1977. - 431 с.

КОЭФФИЦИЕНТ РАССЕЯНИЯ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН С РАСКРЫВОМ КРУГЛОЙ ФОРМЫ

Ю. Н. Горобец

Харьковский национальный университет, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4,
Тел. (0572)-45-71-75; факс. (0572)-47-18-16; E-mail: Nikolay.N.Gorobets@univer.kharkov.ua
Поступила в редакцию 20 октября 1999 г.

Исследована зависимость коэффициентов рассеяния апертурной антенны от вида амплитудного распределения и размеров. Показано, что существуют оптимальные условия возбуждения антенны, обеспечивающие максимум отношения коэффициента направленности к коэффициенту рассеяния.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: радиотелескопы, радиометры, антенны, коэффициент рассеяния.

В антенных системах радиотелескопов и радиометров для дистанционного зондирования поверхности, гидросферы и атмосферы Земли важнейшее значение имеет не только коэффициент усиления и ширина главного лепестка диаграммы направленности (ДН), т.е. разрешение антенны, но и уровень боковых и задних лепестков. Как хорошо известно [1], усиление и разрешение антенны выше, если амплитудное распределение источников поля в излучающем раскрытии антенны ближе к постоянному, а фазовое - строго постоянное. Боковое же и заднее излучение тем меньше, чем быстрее и до меньшей величины спадает амплитудное распределение источников к краям антенны. Таким образом, требования обеспечения максимума усиления и пространственного разрешения антенны и минимума ее боковых лепестков противоречивы, в связи с чем возникает задача оптимизации антенны по ее интегральным характеристикам, имеющим существенное значение для радиометрических комплексов. Эта задача значительно усложняется при создании антенн для радиотелескопов и радиометров, работающих в широкой полосе частот и в разных частотных диапазонах.

Интегральной характеристикой, описывающей боковое и заднее излучение, является коэффициент рассеяния антенны, определяемый как отношение мощности, излучаемой антенной через боковые и задние лепестки ДН, ко всей излучаемой ею мощности

$$\beta_0 = \int_{\Omega_{бок}} |F(\Theta, \varphi)|^2 d\Omega / \int_{4\pi} |F(\Theta, \varphi)|^2 d\Omega, \quad (1)$$

где $F(\Theta, \varphi)$ - ДН антенны по полю, определенная (рассчитанная или измеренная) во всем пространстве наблюдения, $d\Omega = \sin\Theta d\Theta d\varphi$ - элемент телесного угла пространства наблюдения. Коэффициент рассеяния определяет шумовую температуру антенны [2]

$$T_{ша} = T_{ср гл}(1 - \beta_{гл})\eta + T_{ср бок}\beta_{гл}\eta + T_0(1 - \eta), \quad (2)$$

где $T_{ср гл}$, $T_{ср бок}$ - средняя яркостная температура внешних источников в пределах главного и боковых лепестков ДН соответственно, T_0 - температура антенны, η - КПД антенны. В свою очередь, шумовая температура антенны определяет отношение сигнал / шум на ее выходе.

Целью настоящей статьи является анализ зависимости коэффициента рассеяния апертурной антенны от вида амплитудного распределения источников поля и размеров излучающего раскрытия, а также определение условий оптимизации таких антенн по отношению коэффициента направленного действия к коэффициенту рассеяния D_m/β , пропорционального отношению сигнал / шум на выходе антенны.

МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Как известно, любые искажения постоянного фазового распределения источников поля в раскрытии антенны - и детерминированные (линейные, квадратичные, кубические и более высоких порядков), и случайные - приводят к росту боковых лепестков ДН, поэтому ограничимся исследованиями антенн с синфазным раскрытием.

Форма раскрытия, уровень возбуждаемых токов на кромках и на теневой поверхности антенны и другие факторы существенно влияют на боковое и заднее излучение антенн и, следовательно, на коэффициент рассеяния. Однако, как видно из (1), расчет коэффициентов рассеяния в общем случае достаточно сложен и, что также важно, учет этих факторов нарушает общность решения поставленной задачи определения оптимального амплитудного распределения радиоастрономических и радиометрических антенн.

Так как ДН представляет собой осциллирующую функцию, причем осцилляции тем сильнее, чем больше размеры антенны, вычисление двойных интегралов в (1) с высокой точностью затруднительно даже при использовании современных методов вычислительной математики, например, метода Филона

или метода сплайн-функций. Сложности вычислений значительно возрастают при увеличении электрических размеров раскрыва антенны.

Для упрощения вычислительных процедур выразим коэффициент рассеяния через интеграл по главному лепестку ДН:

$$\beta = 1 - \int_{\Omega_{\text{м}}} |F(\Theta, \varphi)|^2 d\Omega / \int_{4\pi} |F(\Theta, \varphi)|^2 d\Omega. \quad (3)$$

Учтем, что КНД антенны равен

$$D_m = 4\pi / \int_{4\pi} |F(\Theta, \varphi)|^2 d\Omega, \quad (4)$$

что позволяет выразить коэффициент рассеяния через коэффициент направленного действия

$$\beta = 1 - \frac{D_m}{4\pi} \int_{\Omega_{\text{м}}} |F(\Theta, \varphi)|^2 d\Omega. \quad (5)$$

Так как полная мощность излучения антенны равна мощности, проходящей через ее раскрыв, КНД в главном максимуме ДН определяется через коэффициент использования площади (КИП) ν антенны соотношением [1]

$$D_m = \frac{4\pi}{\lambda^2} \nu S, \quad (6)$$

(здесь S - геометрическая площадь раскрыва антенны, λ - длина волны), причем КИП в свою очередь определяется амплитудным распределением источников поля в раскрыве

$$\nu = \left| \int_S A(x, y) dS \right|^2 / S \int_S |A(x, y)|^2 dS. \quad (7)$$

Для дальнейшего упрощения вычислительного алгоритма и последующего компьютерного анализа без особого уменьшения общности задачи ограничимся рассмотрением случая синфазного раскрыва круглой формы, возбуждаемого неоднородной плоской волной с осесимметричным амплитудным распределением, описываемым двухпараметрической гладкой функцией вида

$$A(r_s) = A_0 + (1 - A_0)[1 - (r_s/a)^2]^p, \quad (8)$$

где r_s - текущий радиус-вектор полярных координат точек раскрыва антенны, $a = d/2$ - радиус раскрыва антенны, а A_0 - пьедестал амплитудного распределения и p - его показатель степени - изменяемые параметры амплитудного распределения.

Представленная математическая модель соответствует практически важным случаям остронаправленных осесимметричных зеркальных и линзовых антенн, облучаемых излучателями с осесимметричной ДН. Такими облучателями могут быть, в частности, ребристые (скалярные) конические рупоры, открытые концы круглых волноводов с импедансными фланцами, пирамидальные рупоры с диагональным возбуждением и др., обеспечивающие высокую симметрию ДН до весьма малых уровней поля.

В рассматриваемом случае интеграл по углу φ в (5) равен 2π и коэффициент рассеяния равен

$$\beta = 1 - \frac{D_m}{2} \int_0^{\Theta_0} |F(\Theta, \varphi)|^2 \sin \Theta d\Theta, \quad (9)$$

где Θ_0 - направление первого нуля ДН.

ДН раскрыва с учетом (8) имеет вид

$$F(\Theta) = \frac{p+1}{A_0 p+1} \cdot \frac{1+\cos \Theta}{2} \left[A_0 \Lambda_1(\eta) + \frac{1-A_0}{p+1} \Lambda_{p+1}(\eta) \right], \quad (10)$$

где $\eta = k a \sin \Theta$ - обобщенная угловая координата; $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число; $\Lambda_p(\eta) = 2^p p! J_p(\eta)/\eta^p$ - лямбда-функция; $J_p(\eta)$ - функция Бесселя первого рода p -того порядка.

КНД антенны равен

$$D_m = 4\pi^2 \frac{a^2}{\lambda^2} \frac{\left(A_0 + \frac{1-A_0}{p+1} \right)^2}{A_0^2 + \frac{2A_0(1-A_0)}{p+1} + \frac{(1-A_0)^2}{2p+1}}. \quad (11)$$

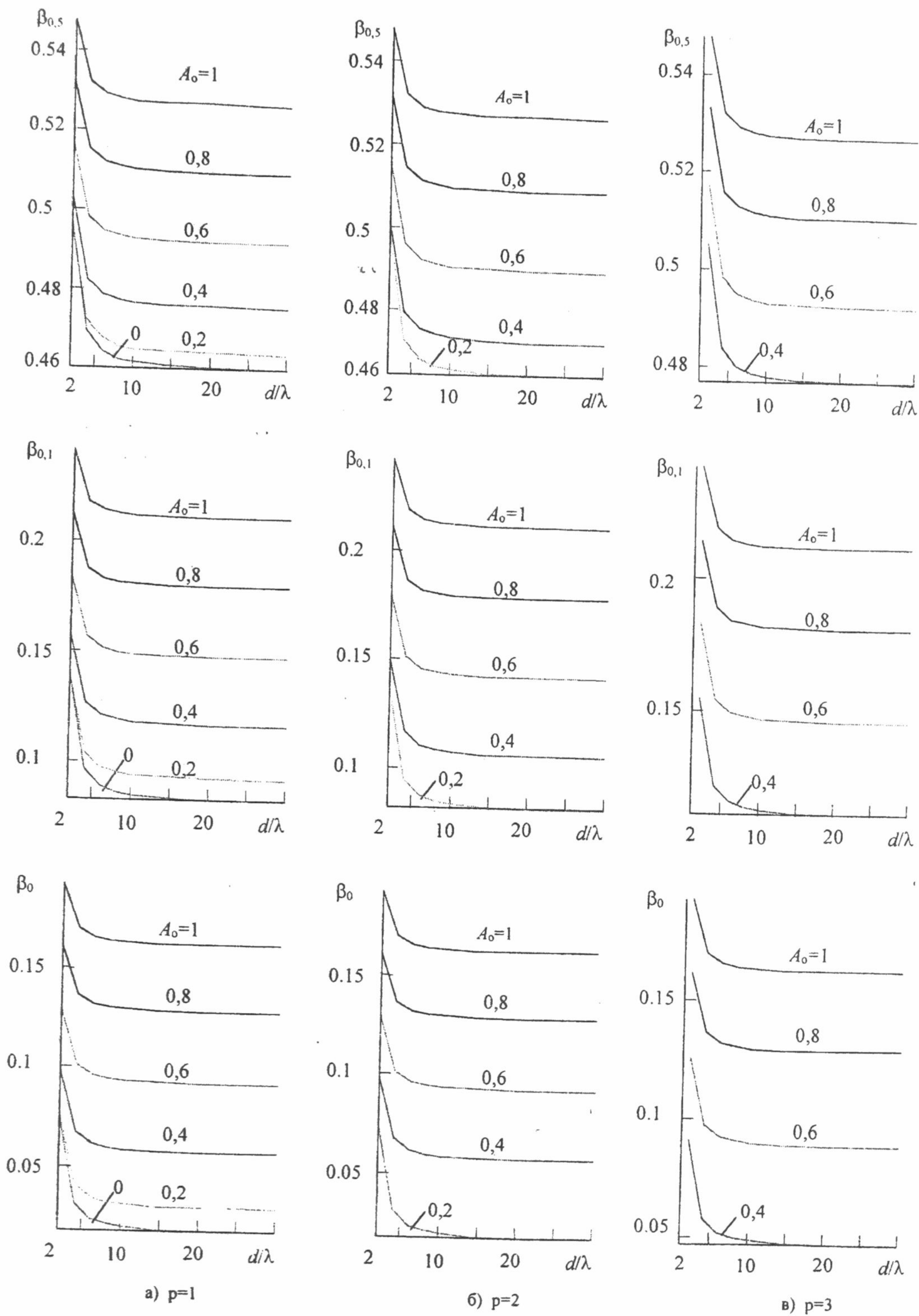


Рис.1 Зависимость коэффициента рассеяния антенны от диаметра при изменении pedestala амплитудного распределения от единицы до нуля при $p=1, 2$ и 3

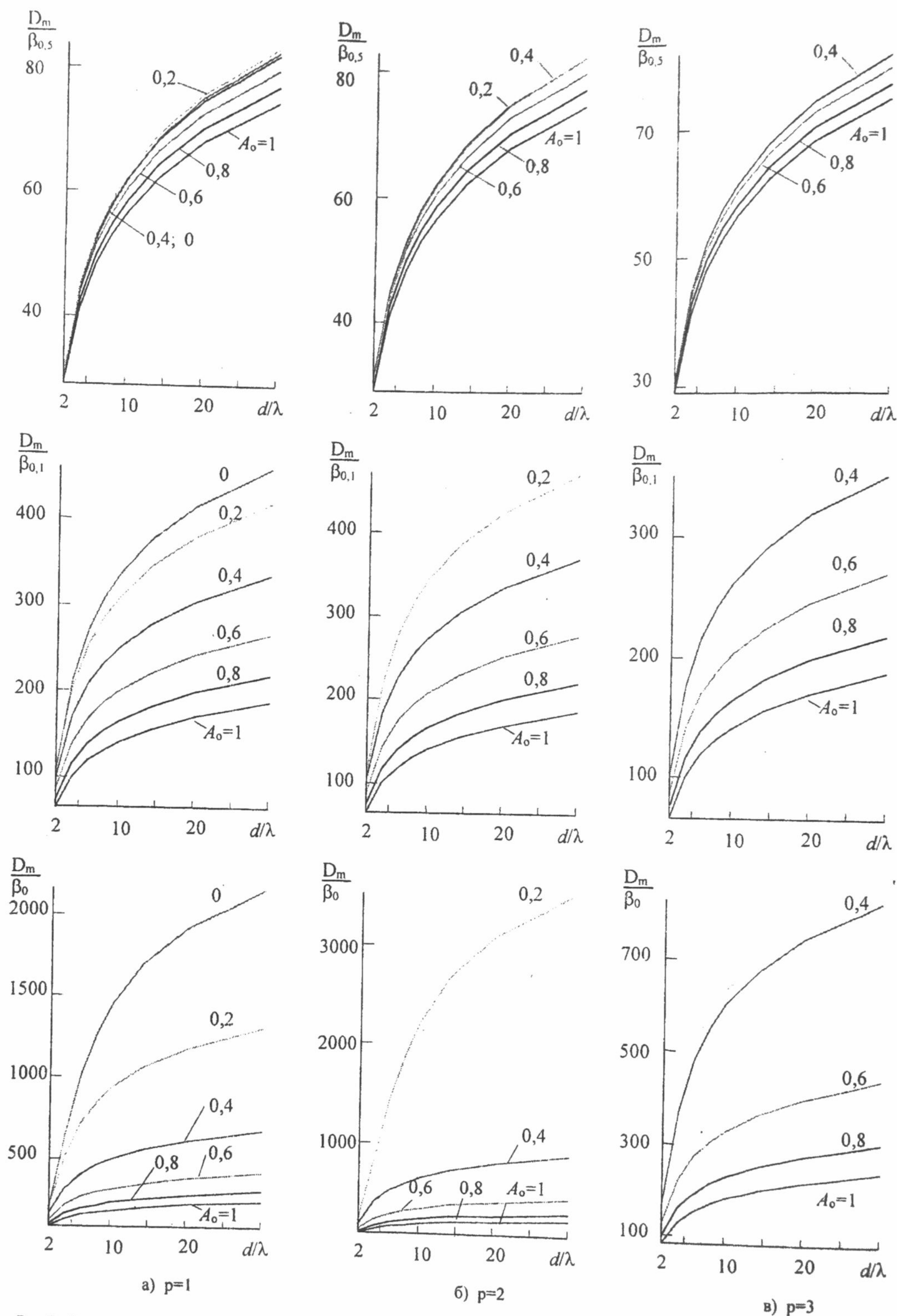


Рис.2 Зависимость отношения КНД к коэффициенту рассеяния антенны от диаметра при изменении пьедестала амплитудного распределения от единицы до нуля при $p=1, 2$ и 3

В [3] введены парциальные коэффициенты рассеяния - по уровню -3дБ, определяемый как отношение мощности, излучаемой антенной через главный лепесток вне сектора углов, соответствующего ширине главного максимума ДН по половинной мощности, и через боковые и задние лепестки, ко всей излучаемой антенной мощности

$$\beta_{0,5} = \int_{\Omega_{0,5}} |F(\Theta, \varphi)|^2 d\Omega / \int_{4\pi} |F(\Theta, \varphi)|^2 d\Omega \quad (12)$$

и определяемый аналогично по уровню -10дБ главного лепестка - $\beta_{0,1}$.

В рассматриваемом случае антенны с осесимметричным раскрывом

$$\beta_{0,5} = \beta_0 + \frac{D_m}{2} \int_0^{\Theta_{0,5}} |F(\Theta)|^2 \sin \Theta d\Theta \quad (13)$$

и

$$\beta_{0,1} = \beta_0 + \frac{D_m}{2} \int_0^{\Theta_{0,1}} |F(\Theta)|^2 \sin \Theta d\Theta \quad (14)$$

Рассмотрим далее также и эти коэффициенты рассеяния.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

По представленному алгоритму разработана компьютерная программа, позволяющая рассчитывать ДН; КНД; β_0 ; $\beta_{0,1}$; $\beta_{0,5}$ и отношение D_m/β без ограничений на размеры антенны и параметры аппроксимации A_0 и p амплитудного распределения источников поля в раскрыве.

Из расчетов диаграмм направленности оказалось, что параметры аппроксимации амплитудного распределения A_0 и p влияют не только на абсолютную величину первого и последующих боковых лепестков, но и на скорость их убывания при увеличении порядкового номера. При любом p скорость убывания боковых лепестков тем выше, чем быстрее уменьшается амплитудное распределение источников к краю раскрыва. При тех же значениях A_0 скорость убывания уровня боковых лепестков выше при больших p , но при этом сильнее увеличивается ширина главного лепестка ДН и уменьшается КИП раскрыва.

На рис. 1 а, б, в представлены зависимости коэффициентов рассеяния исследуемой модели антенны от электрических размеров ее диаметра при изменении A_0 от единицы до нуля для трех значений параметра p ($p=1, 2, 3$). Видно, что коэффициенты рассеяния по всем трем значениям ширины главного лепестка сильно зависят от пьедестала A_0 и в значительно меньшей степени - от параметра p . При диаметрах раскрыва до 10 длин волн коэффициенты рассеяния больше и изменяются сильнее, при больших же диаметрах антенны коэффициенты рассеяния практически не зависят от размеров раскрыва при любых значениях A_0 и p .

Зависимости отношения КНД антенны к ее коэффициентам рассеяния, определяемым по ширине ДН по уровням -3 дБ, -10 дБ и по нулям ДН при тех же значениях p для изменяющихся значений пьедестала $0 \leq A_0 \leq 1$ представлены на рис. 2 а, б, в. Видно, что при учете коэффициента рассеяния по уровню ДН -3 дБ существует оптимальное значение A_0 , близкое к $A_0=0,2$, при котором отношение $D_m/\beta_{0,5}$ максимально. Оказалось также, что для всех трех вариантов исследуемого отношения D_m/β его минимум имеет место при постоянном амплитудном распределении. Это объясняется тем, что хотя в этом случае КНД равен максимально возможному значению, также максимален и коэффициент рассеяния (см. рис.1). При уменьшении A_0 скорость уменьшения КНД меньше, чем скорость уменьшения коэффициента рассеяния. Этим и объясняется наличие оптимального значения A_0 .

ВЫВОДЫ

Проведенные исследования подтвердили предположения, что существуют оптимальные условия возбуждения апертурных антенн с круглым раскрывом, обеспечивающие максимум отношения КНД к коэффициенту рассеяния антенны. Пьедестал амплитудного распределения при этом близок к 0,2, а относительный уровень поля на краю антенны близок к -14 дБ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот - Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1960. -284с.
2. Цейтлин Н.М. Антенная техника и радиоастрономия. М.: Сов. радио, 1976. -350с.
3. Горобец Н.Н., Орлова Л.В., Мокан Т.К. Коэффициенты рассеяния волноводных и рупорных антенн. В кн.: "Радиоастрономическая аппаратура, антенны и методы. XIV Всесоюзная радиоастрономическая конференция. 28-30 октября 1982 г. Ереван. Тезисы докладов." 1982, с.284-285.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ GaAs-ГЕНЕРАТОРОВ ГАРМОНИК мм-ДИАПАЗОНА

А.В. Дядченко, А.А. Мишнёв, Э.Д. Прохоров, Н.И. Белецкий, Н.Е. Полянский

Харьковский национальный университет им.В.Н.Каразина, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4,

тел. (0572) 43-08-83

Поступила в редакцию 11 ноября 1999 г.

В работе теоретически и экспериментально исследованы частотные зависимости эффективности генерации коротких (1,0 и 1,5 мкм) GaAs-диодов Ганна, работающих на 1-й и 2-й гармониках в полосе частот 30...220 ГГц (1,0 мкм) и 30...180 ГГц (1,5 мкм). При потребляемой мощности ~1 Вт получены максимальные значения эффективности на 1-й гармонике: ~3% (1,5 мкм; 75 ГГц) и ~1% (1,0 мкм; 105 ГГц) и на 2-й гармонике: ~0,5% (1,5 мкм; 140 ГГц) и ~0,2% (1,0 мкм; 200 ГГц). Наблюдается хорошее согласие расчётных и экспериментальных зависимостей. **КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** GaAs-диод Ганна, эффективность генерации, гармоника.

В настоящее время наиболее приемлемыми активными элементами твердотельных генераторов мм-диапазона длин волн являются диоды Ганна. Продвижение в коротковолновую часть мм-диапазона предполагает уменьшение размеров активной области диода Ганна, что сопровождается целым рядом ограничивающих факторов как технологического, так и принципиального характера.

Одним из перспективных путей хотя бы частичного преодоления этих ограничений является создание генераторов гармоник. Установлено, что при работе диода Ганна в многоконтурном резонаторе возможно увеличение эффективности (коэффициента полезного действия (КПД)) генерации и расширение её частотного диапазона.

В работе [1] приведены результаты численного расчёта частотных зависимостей эффективности генерации коротких GaAs-диодов Ганна, помещённых в двухконтурный резонатор. Резонатор состоит из двух последовательно соединённых идеальных (без потерь) параллельных LC-контуров. При этом первый контур резонатора настраивался на частоту 1-й гармоники (основную частоту) $f_{1r} = f_1$, а второй - на частоту 2-й ($f_{2r} = f_2 = 2f_1$) гармоники. Генерируемая СВЧ-мощность основной частоты выделялась на согласованной нагрузке ($R_1 = \rho_1$) первого контура, а мощность 2-й гармоники - на согласованной нагрузке ($R_2 = \rho_2$) второго контура. В основу расчёта положена двухтемпературная модель диода Ганна, в которой кинетическое уравнение Больцмана со смещённой максвелловской функцией распределения электронов усреднялось с учётом её пространственного изменения в результате диффузии электронов (учёт «нелокальности»).

Если длина активной n-области диода Ганна становится $L_n < 10$ мкм, основную роль начинает играть пролётный режим работы. При этом всё большее значение приобретают контакты диода Ганна, особенно катодный, вблизи которого возникает т.н. «мёртвая зона». Одним из способов создания высокого электрического поля у катода, устраняющего вредное влияние «мёртвой зоны», является применение контакта металл-полупроводник (типа барьера Шоттки) в качестве катодного контакта диода Ганна.

Предлагаемая статья посвящена экспериментальному исследованию частотной зависимости эффективности генерации коротких GaAs-диодов Ганна с металлическим катодным контактом, работающих на 1-й и 2-й гармониках в мм-диапазоне длин волн. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с расчётными.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальные образцы диодов Ганна были разработаны и изготовлены на кафедре полупроводниковой и вакуумной электроники радиофизического факультета ХНУ им.В. Н. Каразина. Они имели m-p⁺-n-p⁺-m структуру и изготавливались на основе эпитаксиальных плёнок n-GaAs, выращенных на низкоомной p⁺-подложке с концентрацией примесей $n^+ \sim 1,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Исследовались диоды Ганна с длиной активной n-области $L_n = 1,0$ мкм или $L_n = 1,5$ мкм. Величина L_n выбиралась из условия работы диода в резонансно-пролётном режиме на основной частоте: $f_1 \approx 100$ ГГц ($L_n = 1,0$ мкм) и $f_1 \approx 67$ ГГц ($L_n = 1,5$ мкм). Для обеспечения резонансно-пролётного режима работы не только на 1-й, но и на 2-й гармонике, концентрация электронов в активной n-области выбиралась несколько большей, чем это следует из условия $n_0 \cdot L_n \approx 2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [2], и составляет: $n_0 \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($L_n = 1,0$ мкм) и $n_0 \approx (2...5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($L_n = 1,5$ мкм).

Катодом диода служит металлический (m) контакт, образуемый сплавлением эвтектического сплава золото (Au) - германий (Ge) с добавлением никеля (Ni) - $[(\text{AuGe})_{\text{эвт}} + \text{Ni}]$. Такой сплав в тяжёлых тепловых условиях, обусловленных высокими плотностями тока, обеспечивает длительную и

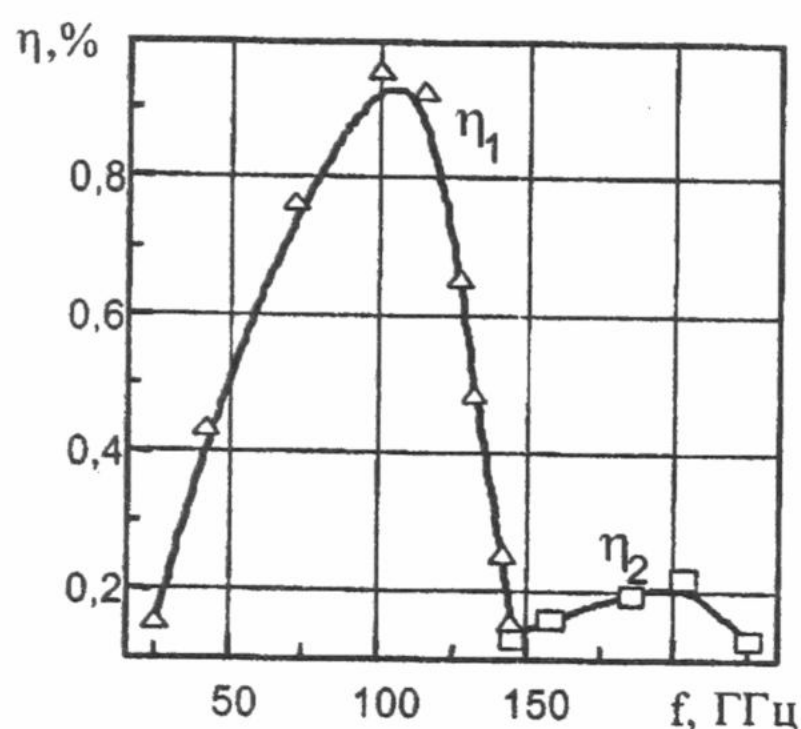
устойчивую работу диода Ганна. Металлический катодный контакт уменьшает длину «мёртвой» зоны у катода, что позволяет получать более высокие частоты генерации.

Разработанные и изготовленные таким образом диоды Ганна имели бескорпусную конструкцию. Отвод тепла из активной n-области диода происходит через катодный m-n контакт на медный кристаллодержатель диаметром 0,8 мм. Для осуществления вывода от анодного m-n⁺-n контакта используется опорный металлизированный кварцевый столбик размером 0,2 x 0,2 x 0,2 мм³.

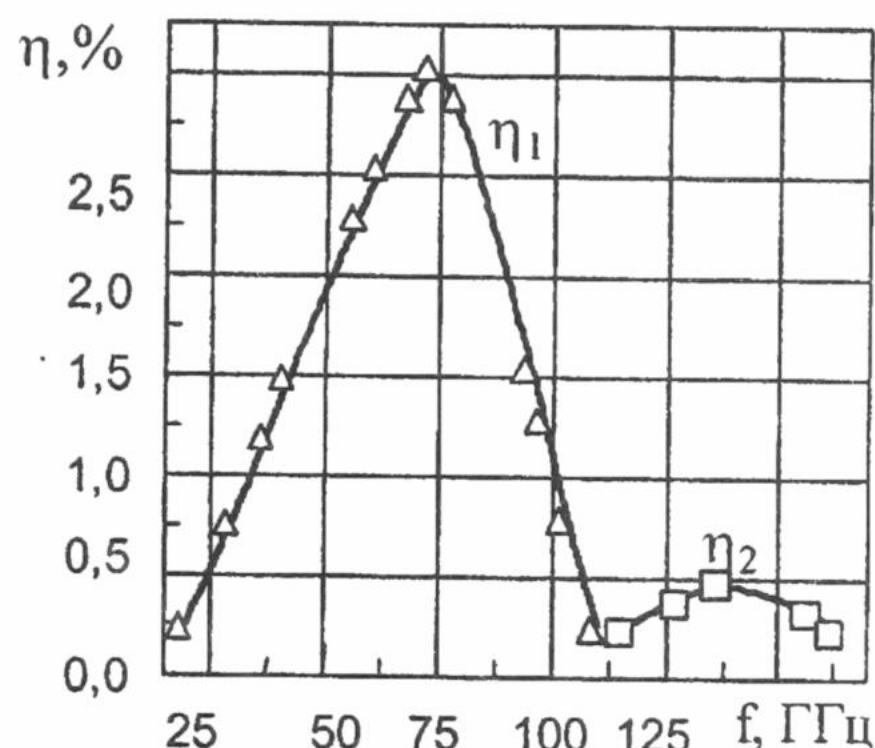
Для экспериментального исследования работы диодов Ганна на 1-й и 2-й гармониках была разработана генераторная камера на основе прямоугольного волновода, имеющая два связанных резонатора, настраиваемых на частоты гармоник. При работе диода Ганна в такой камере максимальная эффективность генерации на 1-й гармонике наблюдалась при оптимальной настройке резонатора 2-й гармоники и наоборот. Камера снабжена короткозамыкающими поршнями (изменяющими объём резонаторов) и устройством перемещения диода Ганна по высоте волновода.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследуемые диоды Ганна имели рабочие токи ~ 0,2...0,3 А, рассеивая при этом мощность ~ 1 Вт. Экспериментальные зависимости приведены на Рис. 1. Видно, что зависимость эффективности (η) от частоты генерации (f) имеет два максимума: первый ($\eta_{1\max}$) - наблюдается при работе диода на 1-й гармонике и соответствует пролётной частоте $f_1 \approx f_0$, второй ($\eta_{2\max}$) - наблюдается при работе диода на 2-й гармонике и соответствует частоте $f_2 \approx 2f_0$.



a)



b)

Рис. 1. Экспериментальные зависимости эффективности (η) от частоты (f) генерации при работе GaAs-диода Ганна в двухконтурном резонаторе на 1-й (η_1) и 2-й (η_2) гармониках (a - $L_n = 1,0$ мкм; b - $L_n = 1,5$ мкм)

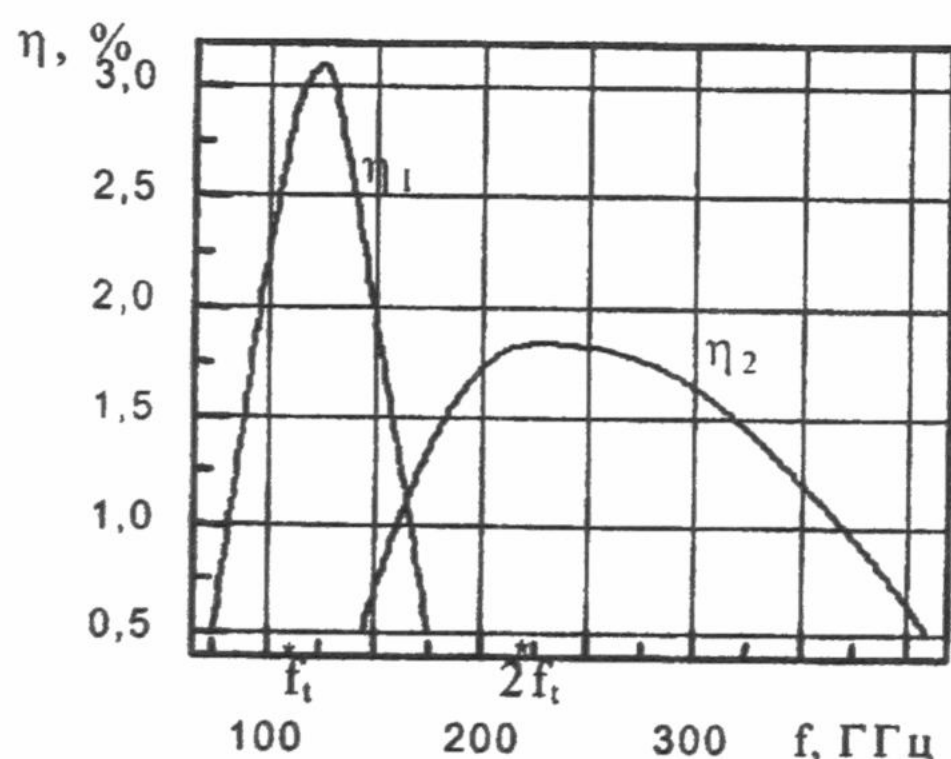


Рис. 2. Расчётные зависимости эффективности (η) от частоты (f) генерации при работе GaAs-диода Ганна в двухконтурном резонаторе на 1-й (η_1) и 2-й (η_2) гармониках ($L_n = 1,0$ мкм).

Видно, что для диодов Ганна с $L_n = 1,0$ мкм на уровне $\eta \approx 0,1\%$ общая полоса частот генерации равна $\Delta f_{1,2} = (f_{B2} - f_{H1}) \approx 195$ ГГц. Эта полоса перекрывается за счёт работы диода на 1-й ($\Delta f_1 = (f_{B1} - f_{H1}) \approx 120$ ГГц) и 2-й ($\Delta f_2 = (f_{B2} - f_{H2}) \approx 75$ ГГц) гармониках (где f_{B1} , f_{B2} - верхние и f_{H1} , f_{H2} - нижние частоты соответствующей гармоники). Для диодов Ганна с $L_n = 1,5$ мкм на уровне $\eta \approx 0,25\%$ общая полоса частот генерации равна $\Delta f_{1,2} = (f_{B2} - f_{H1}) \approx 150$ ГГц. Эта полоса перекрывается за счёт работы диода на 1-й ($\Delta f_1 = (f_{B1} - f_{H1}) \approx 90$ ГГц) и 2-й ($\Delta f_2 = (f_{B2} - f_{H2}) \approx 70$ ГГц) гармониках.

Для сравнения на Рис. 2 приведены расчётные зависимости, полученные в [1]. Меньшие экспериментальные значения эффективности (особенно на 2-й гармонике) можно объяснить потерями в генераторной камере и волноводном

тракте. Сужение рабочей полосы частот (в основном в области высших частот) на экспериментальных кривых можно объяснить шунтирующим влиянием паразитных ёмкостей, как самого диода Ганна, так и элементов волноводного тракта. Для увеличения генерируемой мощности необходимо увеличивать потребляемую мощность, т.е. изготавливать диоды Ганна с бо́льшими рабочими токами.

ВЫВОДЫ

1. Экспериментально установлено, что GaAs диоды Ганна с металлическим катодным контактом и
 - a) длиной активной n-области $L_n = 1,0$ мкм:
 - могут эффективно работать в полосе частот (25...220) ГГц;
 - при работе на 1-й гармонике в полосе частот (25...145) ГГц имеют максимальную эффективность $\eta_{1\max} \approx 1\%$ ($f_1 \approx 105$ ГГц);
 - при работе на 2-й гармонике в полосе частот (145...220) ГГц имеют максимальную эффективность $\eta_{2\max} \approx 0,2\%$ ($f_2 \approx 200$ ГГц).
 - b) длиной активной n-области $L_n = 1,5$ мкм:
 - могут эффективно работать в полосе частот (30...180) ГГц;
 - при работе на 1-й гармонике в полосе частот (30...120) ГГц имеют максимальную эффективность $\eta_{1\max} \approx 3,1\%$ ($f_1 \approx 75$ ГГц);
 - при работе на 2-й гармонике в полосе частот (110...180) ГГц имеют максимальную эффективность $\eta_{2\max} \approx 0,5\%$ ($f_2 \approx 140$ ГГц).
2. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных и расчётных зависимостей эффективности от частоты генерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дядченко А.В., Мишнёв А.А., Прохоров Э.Д., Полянский Н.Е. Влияние температуры на эффективность генерации GaAs генераторов мм-диапазона, работающих на 2-й или 3-й гармонике // Материалы 7-й Международной Крымской конференции «СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии», т.2, С. 359-360. - Севастополь, 1997.
2. Кальфа А.А., Пореш С.Б., Тагер А.С. Эффект Ганна на высоких частотах // Обзоры по электронной технике. Электроника СВЧ, вып.4(1008).- М.: ЦНИИ «Электроника», 1984.- 27 с.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАТОРОВ НА РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДАХ

В.В. Медведев, Э.Д. Прохоров

Харьковский государственный университет, 310077, Харьков, пл. Свободы 4, тел. (0572) 47-19-88

Поступила в редакцию 18 октября 1999 г.

В статье рассматриваются вольт-амперные характеристики резонансно-туннельных диодов (РТД) на основе соединений типа $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ в зависимости от параметров барьеров и квантовой ямы. Исследована эффективность генерации генераторов на основе таких РТД, содержащих в квантовой яме один или два энергетических уровня. Показано, что эффективность генерации (коэффициент полезного действия) может достигать 20-50 %. В двухуровневой системе наблюдаются две зоны генерации с различными КПД. Проведены исследования на гармониках, показавшие возможность получения высоких КПД в двухуровневой системе. Высокая плотность тока через рассматриваемые РТД позволяет использовать их в качестве эффективного катода в твердотельных приборах мм-диапазона.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: резонансно-туннельный диод, эффективность генерации, гармоники.

ВВЕДЕНИЕ

Резонансно-туннельные диоды (РТД) представляют в настоящее время несомненный интерес как активные элементы с отрицательной дифференциальной проводимостью для генераторов мм и субмм-диапазонов. Приборы, применяющие механизм проводимости РТД (туннелирование, резонансное туннелирование) превосходят по частотным возможностям такие широко применяемые приборы как лавинно-пролетные диоды (ЛПД) и диоды Ганна (ДГ). Вопросам резонансного туннелирования посвящено большое число работ. Ряд из них посвящен принципам работы РТД [1,2], в ряде других работ детально исследуется механизм прохождения электронов через систему с двумя барьерами и квантовой ямой [3,4], рассматривается время развития резонансного туннелирования, время жизни квазистационарного состояния электрона в двухбарьерной гетероструктуре [5,6] и т.д. В основном большинство работ посвящено вольтамперным характеристикам двухбарьерных структур и поискам оптимальных параметров таких структур [7,8,9]. Рассматриваются и структуры с большим количеством барьеров и их использование в различных устройствах. Представляет интерес эффективность генерации РТД и возможные уровни мощности, которые можно получить с помощью РТД в генераторах мм-диапазона.

В настоящей работе проводятся оценки эффективности генерации (КПД) РТД для различных слоев, составляющих РТД (ширины, высоты барьеров, ширины ямы, количества энергетических уровней в яме) на основной частоте и на частоте гармоник. Последнее представляет интерес в связи с тем, что частотные возможности на основной частоте ограничиваются сопротивлением прилегающих к РТД областей полупроводника и контактов и емкостью РТД- и тогда работа на высших гармониках позволит расширить частотный диапазон РТД-генераторов в сторону более высоких частот.

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДОВ

Рассматриваемые РТД представляют собой двухбарьерную квантовую структуру с прилегающими к ней сильнолегированными n^+ -слоями, квантовая яма заключена между двумя полупрозрачными барьерами с одинаковой шириной b и высотой w , ширина ямы a . При приложении напряжения к такой структуре через нее начинает протекать ток, состоящий из резонансно-туннельного тока J_1 (тока через дискретные энергетические уровни в квантовой яме), туннельного тока через барьеры и яму-нерезонансный туннельный ток J_2 , надбарьерного тока через дискретные уровни в квантовой яме J_2 , по энергии превосходящие высоту барьеров, и ток надбарьерной эмиссии J_4 .

Резонансно-туннельный ток имеет вид (1)

$$J_1 = \frac{emkT}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^w |D_p|^2 \ln \frac{1 + \exp((\Phi - \varepsilon)/kT)}{1 + \exp((\Phi - \varepsilon - eV)/kT)} d\varepsilon; \quad (1)$$

где Φ - уровень Ферми в n^+ -области (эмиттере), отсчитанный от дна зоны проводимости, ε - энергия электрона в направлении, перпендикулярном плоскости гетероструктуры, m^* - эффективная масса электрона, $|D_p|^2$ - коэффициент пропускания туннельно-резонансной структуры, равный для одинаковых барьеров

$$|D_p|^2 = \Gamma_n^2 / [\Gamma_n^2 + 4(\varepsilon - \varepsilon_n)^2]; \quad (2)$$

ε_n - энергия n -го резонансного уровня в квантовой яме, Γ_n - ширина резонансного уровня в квантовой яме

$$\Gamma_n = \hbar / \tau_n; \quad \tau_n = 2a / (2v_n T^2); \quad (3)$$

T - коэффициент прозрачности барьеров

$$T^2 = \left[1 + \frac{1}{4} \frac{(\kappa^2 - k^2)^2}{\kappa^2 k^2} \operatorname{sh}(\kappa b) \right]^{-1}; \quad (4)$$

где $k^2 = 2m^* \varepsilon / \hbar^2$; $\kappa^2 = 2m^* (W - \varepsilon) / \hbar^2$; $v_n = (2\varepsilon_n / m^*)^{1/2}$; $\varepsilon_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 / (2m^* a^2)$; ($n = 1, 2, \dots$)

Надбарьерный ток через дискретные уровни J_2 рассчитывается по формуле (1) с коэффициентом D_1 , соответствующим прохождению электронов над квантовой ямой и энергией электронов от w до ∞ (в интеграле). Коэффициент прохождения D_1 над барьерами близок к единице, и вклад тока в общий ток значительно меньше резонансно-туннельного тока J_1 .

Нерезонансный туннельный ток через барьеры и квантовую яму определяется в виде

$$J_3 = \frac{em^*(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^w |D_2|^2 \left(\frac{1}{\exp((\varepsilon - \Phi)/kT) + 1} - \frac{1}{\exp((\varepsilon - \Phi + eV)/kT) + 1} \right) \varepsilon^{1/2} (\varepsilon + eV)^{1/2} d\varepsilon$$

где $|D|^2 = \frac{\varepsilon}{V} \exp(-2(a + b_1 + b_2) \sqrt{2m^*(V - \varepsilon)/\hbar^2})$

Наконец ток надбарьерной термоэлектронной эмиссии можно определить в виде

$$J_4 = \frac{em^*(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp(\Phi_B / (kT)) (\exp(\beta eV / (kT)) - 1)$$

где β - в показателе экспоненты может меняться от 1 до 0.1 и зависит от изменения высоты барьера (в основном первого).

Вклад нерезонансных токов J_2 и J_3 невелик при всех напряжениях на диоде, вклад же тока надбарьерной эмиссии становится существенным при напряжениях, превышающих напряжения соответствующие резонансному туннелированию в 1.5-2.5 раза. При этих напряжениях начинается быстрый рост тока через структуру, который ограничивает дальнейшее повышение напряжения на диоде и амплитуду переменного напряжения на диоде.

При рассмотрении работы генератора на основе РТД предполагалось, что на диоде действует постоянное напряжение V_0 и переменное напряжение V_1 , V_2 с различными частотами и амплитудами в зависимости от контура, в который помещался РТД. В общем случае напряжение на диоде имеет вид

$$V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t - V_2 \cos 2\omega t + \dots$$

Энергетические характеристики (КПД, мощности) определялись на частотах, на которых еще не существенно влияние внешних параметров (емкости, сопротивления потерь). По получаемой в результате форме тока определялись амплитуды гармоник и КПД. На диоде могли действовать одновременно сочетания различных гармоник - первой и второй, первой и третьей и т.д.

РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ НА ОСНОВЕ $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$

В ранних работах показано, что наиболее оптимальными параметрами РТД на основе полупроводников A_3B_5 являются ширина квантовой ямы $a \sim 50-60 \text{ \AA}$, толщина потенциальных барьеров $b \sim 20-30 \text{ \AA}$, при этом дискретные уровни при соответствующих высотах потенциальных барьеров оказываются в квантовой яме, что позволяет и максимальный ток и максимальное значение ОДП РТД [9]. Для анализа нами была выбрана структура $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ с сильно легированными n^+ -областями, в которой при изменении x можно менять высоту потенциальных барьеров (барьеры одинаковые). Все параметры в расчетах взяты из литературы [10].

При высоте потенциальных барьеров ~ 0.25 эВ, что соответствует $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ в яме оказывается один энергетический уровень. ВАХ РТД имеет максимум по напряжению $V_{max} \approx 0.2$ В и по току $J_{max} \approx 2 \cdot 10^5$ А/см² (ширина барьеров $b_1=b_2=30$ Å, ямы $a=60$ Å). Минимальный ток $\sim 10^4$ А/см² соответствует напряжению ~ 0.3 В и далее растет за счет надбарьерной эмиссии тока J_4 . ВАХ РТД зависят от параметров ямы и барьеров (при неизменной ширине ямы и уменьшении ширины барьеров до 10 Å ток через диод J_{max} возрастает до $1.5 \cdot 10^6$ А/см² при неизменном напряжении, соответствующем максимальному току, при изменении ширины ямы изменяются J_{max} и V_{max}).

Возможные КПД на первой гармонике (при отсутствии высших) показаны на рис. 1. Увеличение КПД и расширение рабочего диапазона напряжений связано, как показано выше, с увеличением тока J_{max} . Моделирование показывает возможность получения КПД на первой гармонике $\sim 20-25\%$ для теоретических ВАХ диодов.

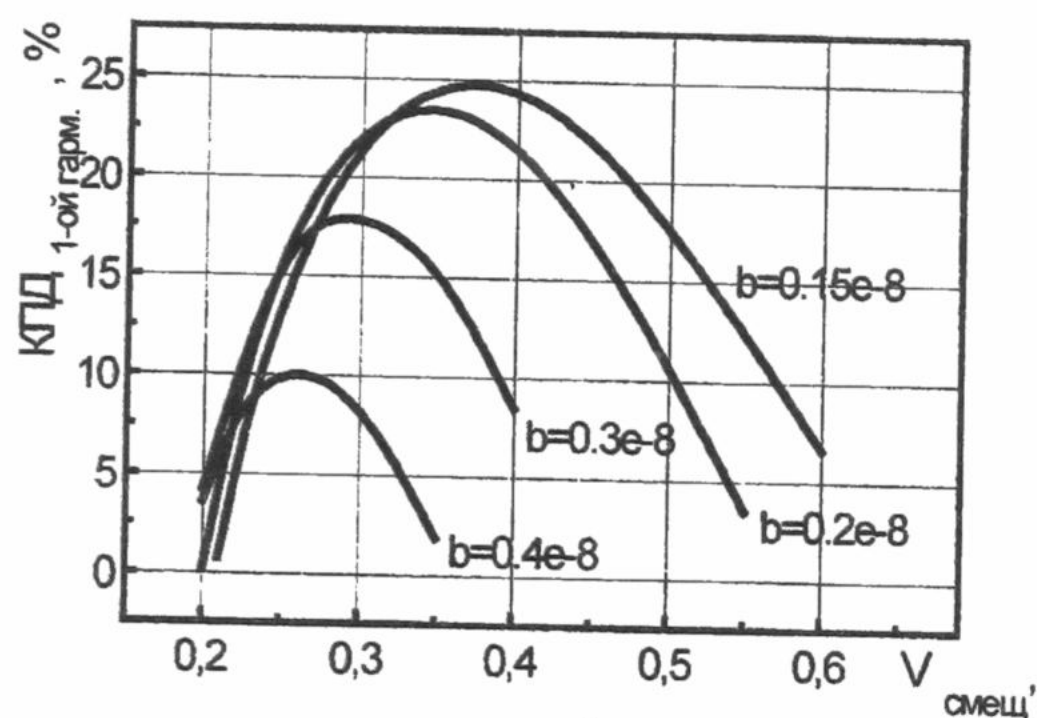


рис. 1

параметрах барьеров и ямы, что и в случае одноуровневой системы РТД. В двухуровневой структуре РТД наблюдаются два максимума по КПД в зависимости от параметров. При изменении ширины ямы наблюдаются две зоны генерации. Одна зона генерации соответствует первому максимуму, вторая зона захватывает второй максимум. Высокий КПД на первом максимуме по сравнению с одноуровневой системой обусловлен меньшим значением тока в минимуме между максимумами тока в двухуровневой структуре по сравнению с одноуровневой. Возможные КПД могут достигать $\sim 50\%$ на первом максимуме и $\sim 20\%$ на втором максимуме.

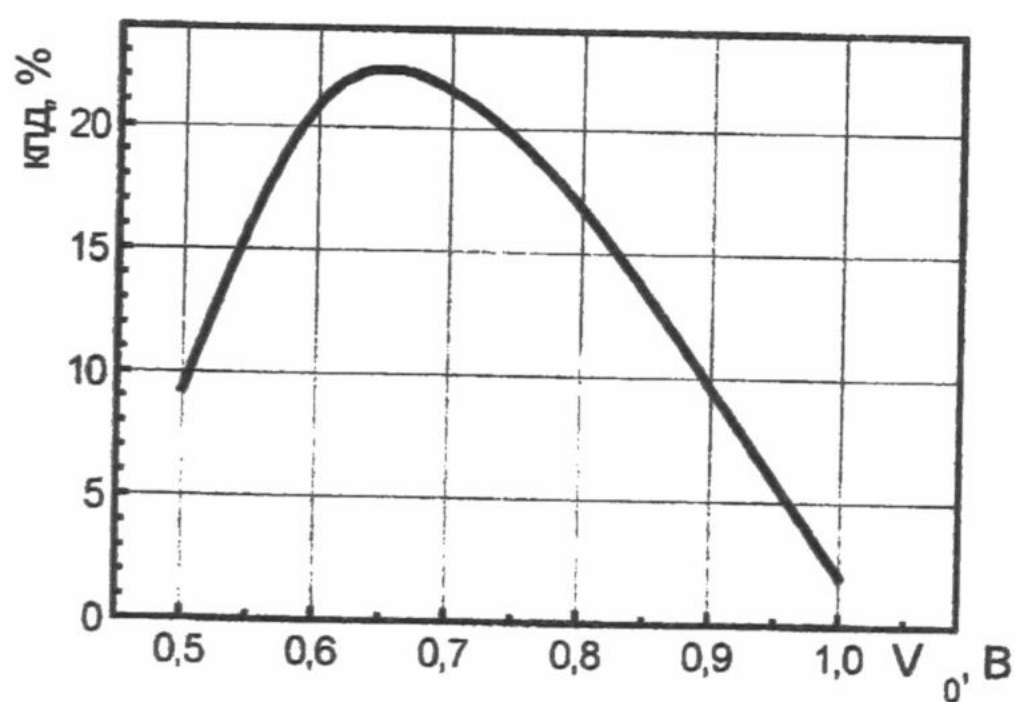


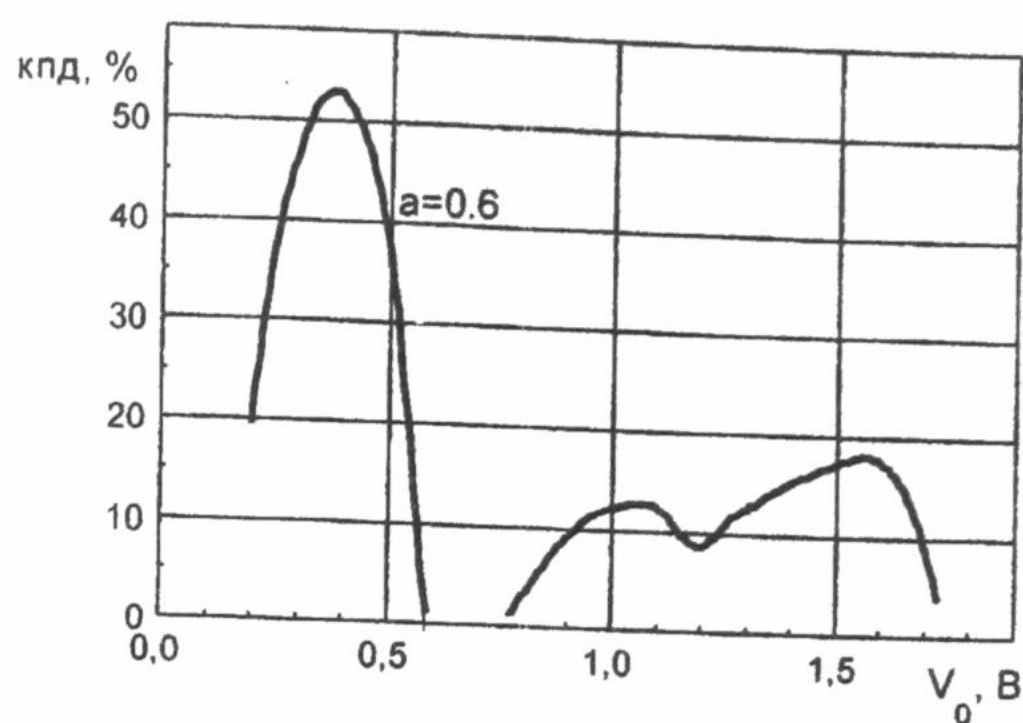
рис. 2

РТД. Эти результаты подтверждают соображения, высказанные во введении - если частотные возможности РТД ограничены внешними параметрами (емкостью, сопротивлением потерь - т.е. сопротивлением прилегающих к РТД n^+ -областей и контактов к ним), то возможна работа на более высоких частотах - 2,3,4 гармониках. Следует отметить, что приведенные зависимости КПД(V) получены при оптимизированных амплитудах на основной частоте и гармониках.

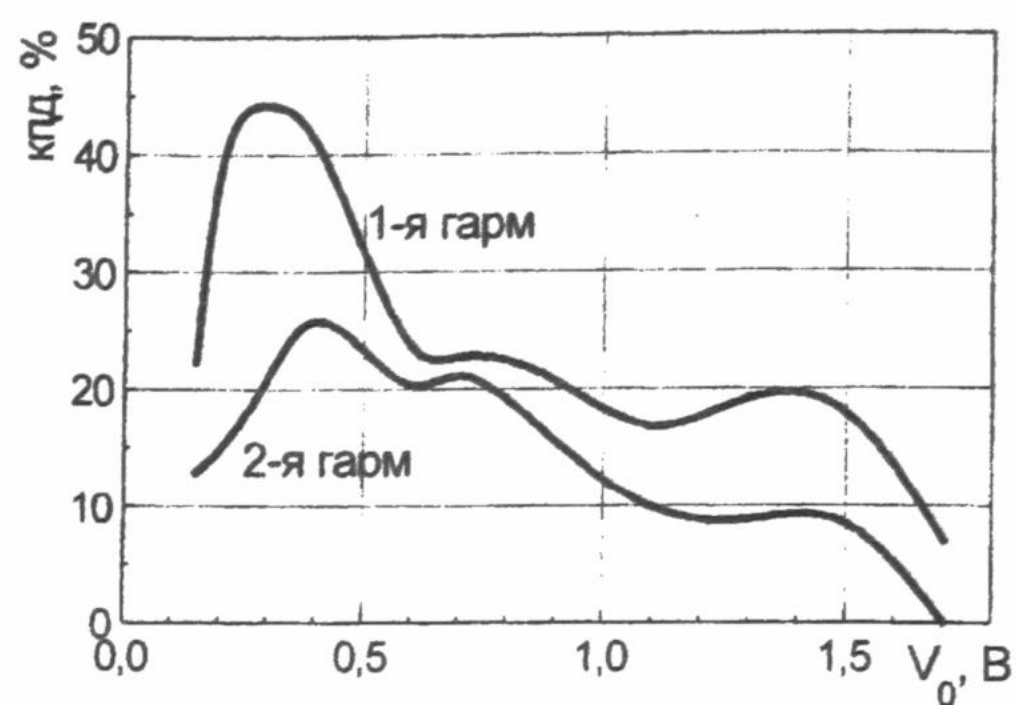
Аналогичные расчеты КПД были проведены для ВАХ $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ из работы [8]. Для РТД с параметрами $b_1=b_2=20$ Å, $a=60$ Å, ВАХ имела $J_{max} \sim 10^4$ А/см² при $V_{max} \sim 0.5$ В, минимальное значение тока при $V \sim 0.85$ В составляло $\sim 10^2$ А/см². Зависимости КПД(V) имели такой же вид, как и на рис. 1. Возможные КПД на первой гармонике при различных постоянных напряжениях на диоде показаны на рис. 2. Максимальные значения КПД составляли $\sim 25-27\%$ на первой гармонике.

При высоте потенциальных барьеров ~ 0.7 эВ (что соответствует $AlAs/GaAs$ РТД) в квантовой яме оказываются два энергетических уровня. ВАХ РТД в этом случае имеет два максимума при ~ 0.2 и 0.8 В при тех же параметрах барьеров и ямы, что и в случае одноуровневой системы РТД. В двухуровневой структуре РТД наблюдаются два максимума по КПД в зависимости от параметров. При изменении ширины ямы наблюдаются две зоны генерации. Одна зона генерации соответствует первому максимуму, вторая зона захватывает второй максимум. Высокий КПД на первом максимуме по сравнению с одноуровневой системой обусловлен меньшим значением тока в минимуме между максимумами тока в двухуровневой структуре по сравнению с одноуровневой. Возможные КПД могут достигать $\sim 50\%$ на первом максимуме и $\sim 20\%$ на втором максимуме.

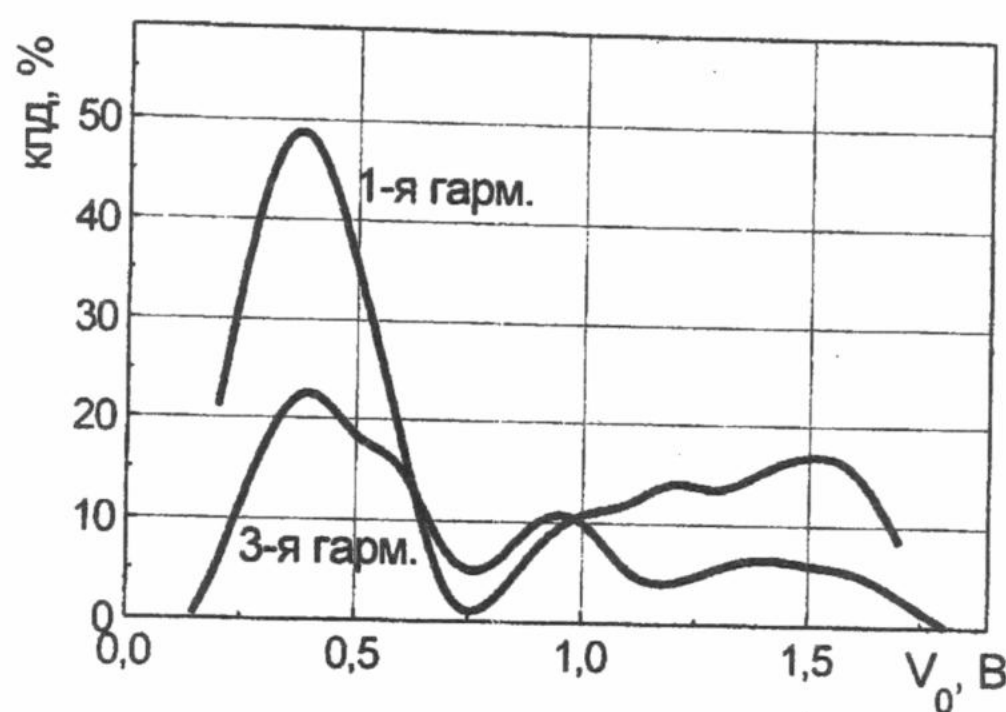
При воздействии на диод сложного напряжения, содержащего высшие гармоники, возможна эффективная генерация на 2-ой, 3-ей и 4-ой гармониках. Это возможно при определенных напряжениях на диоде, которые находятся между максимумами тока. Кроме того, это возможно как при воздействии первой гармоники с одной из высших гармоник или при совместном воздействии на диод всего спектра гармоник. Результаты таких расчетов приведены на рис.3. Видно, что КПД на основной частоте уменьшается, а на гармониках в определенном интервале напряжений КПД становится больше, чем на первой гармонике. Это обусловлено формой тока через диод, определяемой ВАХ



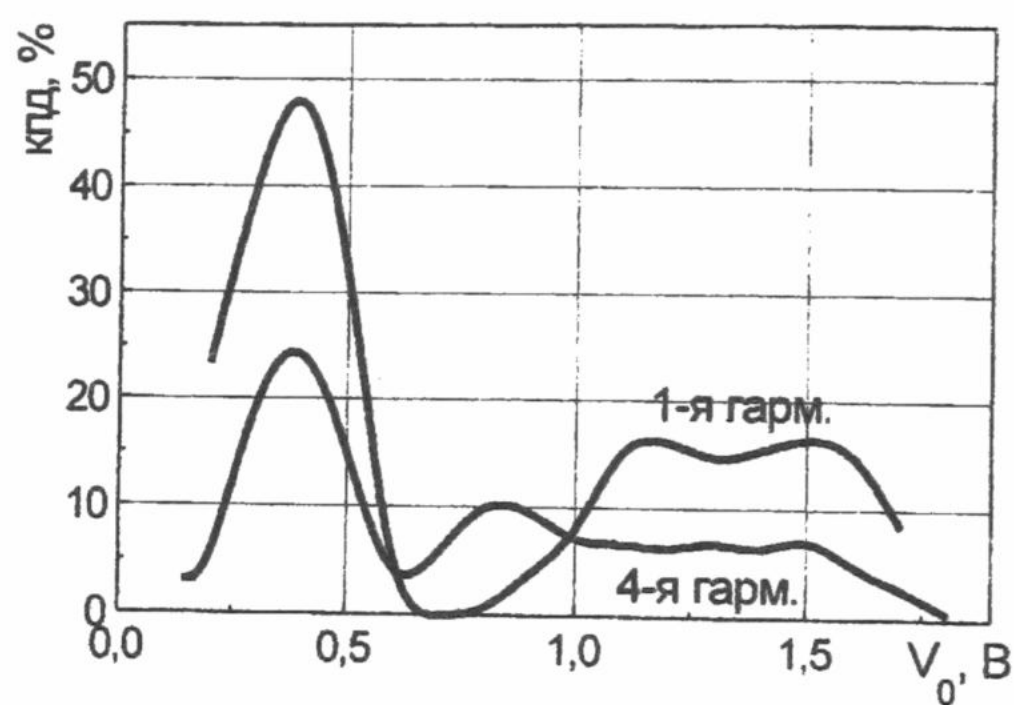
а) 1-ой гармоникой



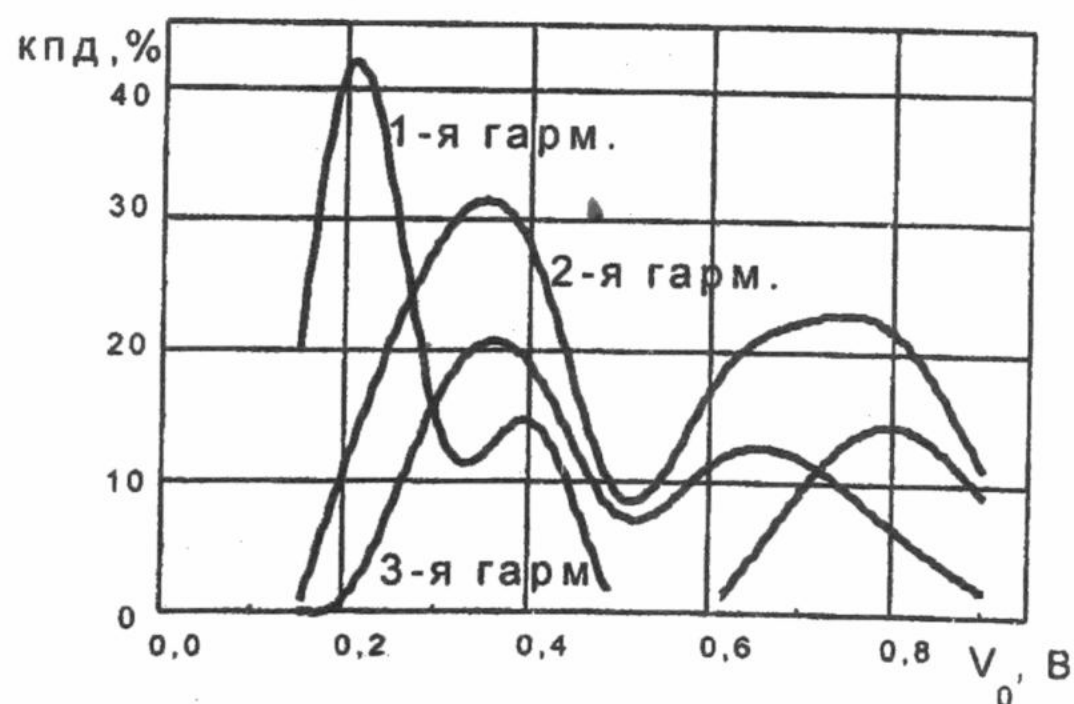
б) 1-ой и 2-ой гармониками



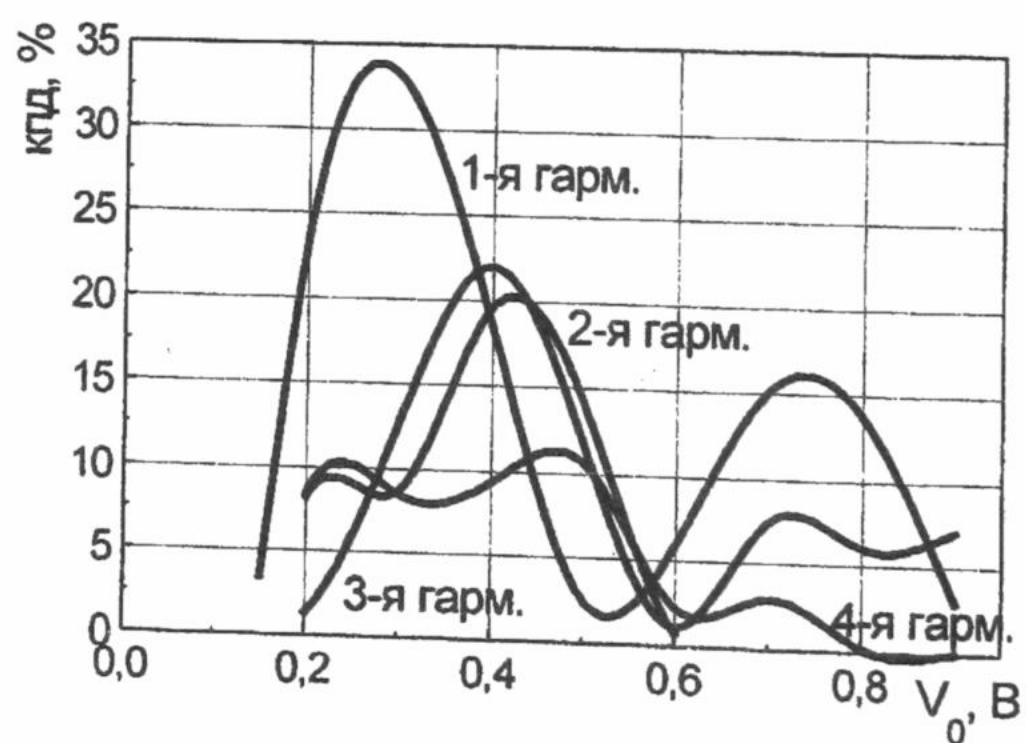
в) 1-ой и 3-ей гармониками



г) 1-ой и 4-ой гармониками



д) 1-ой, 2-ой и 3-ей гармониками



е) 1-ой, 2-ой, 3-ей и 4-ой гармониками

Рис. 3 Зависимость эффективности генерации от напряжения смещения при подаче напряжения с:

РЕЗОНАНСНО- ТУННЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ НА ОСНОВЕ $In_xGa_{1-x}As/AlAs$

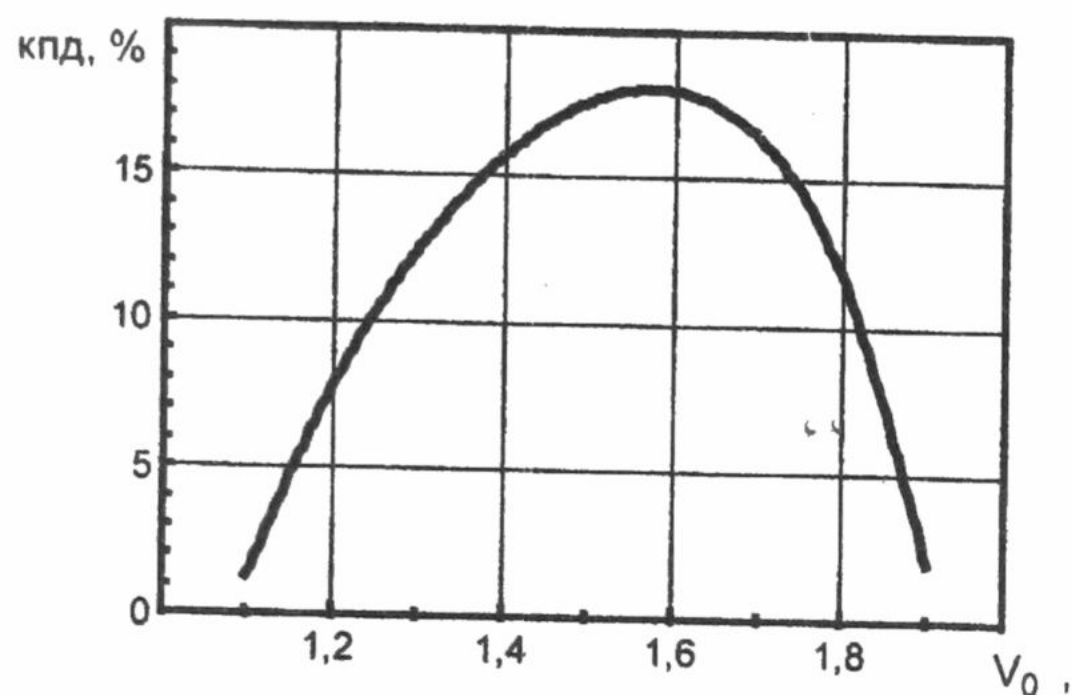


рис. 4 Зависимость эффективности от V_0

$$J_1(V) = A \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{(B - C + n_1 V)e}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{(B - C - n_1 V)e}{kT}\right)} \right] * \left[\frac{\pi}{2} + \tan^{-1}\left(\frac{C - n_1 V}{D}\right) \right]; \quad J_2(V) = H \left(\exp\left(\frac{n_2 e V}{kT}\right) - 1 \right);$$

$$J(V) = J_1(V) + J_2(V).$$

Для $In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs$ РТД, с шириной ямы $a=48$ Е и шириной барьеров $b_1=b_2=26$ Е, рабочие коэффициенты равнялись: $A=10^4$, $B=0.035$, $C=0.1472$, $D=0.0052$, $n_1=0.115$, $H=0.1411$, $n_2=0.1201$. Вольтамперная характеристика имела $J_{max} \sim 3.5 \cdot 10^4$ А/см² при $V_{max} \sim 1.2$ В, и достигала минимума $J_{min} \sim 3.8 \cdot 10^3$ А/см² при $V_{max} \sim 1.8$ В. Расчетная кривая КПД(V), рис. 4, показала, что максимальные значения эффективности генерации для приведенного выше соединения составляли $\sim 16-18$ % на первой гармонике.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проделанной работы можно сделать следующие выводы:

- рассмотрены токовые составляющие, определяющие поведение вольтамперных характеристик и дана оценка их величин.
- исследованы энергетические характеристики различных структур РТД ($Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, $AlAs/GaAs$, $In_xGa_{1-x}As/AlAs$) на основной частоте и гармониках в зависимости от параметров РТД. Показано, что в определенном диапазоне напряжений на гармониках (2,3,4) можно получить более высокие КПД чем на основной частоте на частотах, на которых еще не сказывается влияние внешних параметров РТД (емкости, сопротивления прилегающих к РТД областей).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тагер А.С. Размерные квантовые эффекты в субмикронных полупроводниковых структурах и перспективы их применения в электронике СВЧ.- Электронная техника, сер. 1, Электроника СВЧ, 1987, вып. 9, с. 21-35.
2. Долманов И.Н., Толстухин В.И., Еленский В.Т. Полупроводниковые приборы с резонансным туннелированием.- Зарубежная радиоэлектроника, 1990, № 7, с. 66- 89.
3. Tsu R., Esaki, Tunneing in a finite superlattice.- Appl. Phys. Lett., 1972, vol. 22, p. 562- 564.
4. Mohan S., Snn J. P., Mazumber P., Haddad G. T., Device and circuit simulation of quantum electronic devices., IEEE Trans. Computer- Aided Design, 1995, v. 14, n.6, p. 653- 662.
5. Дымников В.Д., Константинов О.В., Время жизни квазистационарного состояния электрона в двухбарьерной гетероструктуре.- ФТП, 1994, т. 28, вып. 5, с.844-856.
6. Coon D. D., Lin H. C., Frequency limit of double barrier resonant tunneling oscillators.- Appl. Phys. Lett., 1986, vol. 49, p. 94- 96.
7. Schulman J. N., De Los Santos H. J., Show D. H., Physics- Based RTD Current- Voltage Equation.- IEEE Electron devise letters, 1996, vol. 17, № 5, p. 220- 222.
8. Гончарук Н. М., Чайка В. Е., Болтовец М. С., ВАХ двухбарьерных квантовых структур.- УФЖ, 1997, т. 42, № 4, с. 504- 507.
9. Аркуша Ю.В., Прохоров Э.Д., Санин С.И., Оптимальные параметры диодов с двухбарьерной квантовой структурой.- Техн. мм и субмм диапазонов радиоволн, сб. науч. трудов, ИРЭ НАН Украины, 1993, с. 43-49.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ДИОДОВ ГАННА НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ

О.В. Боцула, Э.Д. Прохоров

Харьковский государственный университет, 61077, Харьков, пл. Свободы 4, тел. (0572) 43-08-83

Поступила в редакцию 11 ноября 1999 г.

В работе представлены результаты исследования влияния нейтральных центров захвата электронов, на примере GaAs: Cr, на работу диодов Ганна. Показано, что присутствие таких центров в полупроводнике обуславливает целый ряд особенностей развития и протекания неустойчивостей связанных с ударной ионизацией центров захвата. Приведены статические и динамические характеристики диодных структур в зависимости от профиля и уровня легирования примесями.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: диод на GaAs: Cr, ударная ионизация, сечение захвата, ловушка, домен сильного поля

Исследованию влияния глубоких уровней на работу диодов Ганна посвящен целый ряд работ [1-3]. Однако, в этих работах основное внимание было уделено центрам, сечение захвата, на которые увеличивается с ростом напряженности электрического поля, например EL2. Присутствие таких центров приводит к тому, что в сильных электрических полях концентрация электронов в активной области диода начинает уменьшаться до уровня когда высокочастотные колебания уже не могут существовать. Как показано в [2], процесс захвата происходит в основном в домене сильного поля в результате чего с каждым проходом домена по образцу происходит уменьшение концентрации и соответственно амплитуды колебаний. Менее изученным является случай, когда центры захвата являются нейтральными, и захватывают электроны в присутствии поля и без него. Вводя такие центры в полупроводник n-типа можно получать высокоомный и полуизолирующий материал [4], который находит применения в качестве подложек для интегральных микросхем, в активных элементах различного назначения. Несмотря на низкую концентрацию электронов проводимости в таком материале могут существовать высокочастотные колебания тока, которые в этом случае будут связаны с ударной ионизацией центров захвата. Возникновение и характер неустойчивостей будут иметь ряд особенностей по сравнению с материалом без глубоких уровней, которые и приводятся в данной работе, на примере арсенида галлия легированного хромом (GaAs:Cr).

МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Нами рассматриваются диоды с длиной активной области $l_a \sim 9$ мкм и концентрацией доноров $N_{Da} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация хрома не превышает концентрации доноров, и коэффициент компенсации варьируется в пределах $0 \div 1$. Для исследования процессов в полупроводнике используется локально-полевая модель арсенида галлия, расширенная на случай присутствия ловушек и учитывающая процессы захвата электронов, тепловую и ударную ионизацию ловушек [5]. Считается, что в полупроводнике имеется только один уровень, связанный с присутствием хрома и его энергетическое положение 0,6 эВ ниже дна зоны проводимости. Рассматривается диодная структура, однородно легированная по всей длине хромом. Главной особенностью возникновения ВЧ неустойчивости в исследуемых диодах является то, что при концентрации хрома $N_L \cong N_{Da}$ даже когда поле внутри диода, $E > E_{кр}$ ($E_{кр}$ - критическое поле междолинного переноса) образец может оставаться абсолютно устойчивым. Устойчивость будет нарушена, если напряжение питания будет таким, что в диоде возникнет ударная ионизация, в результате которой концентрация электронов повысится настолько, что будет выполняться критерий Кремера. Таким образом, пороговое напряжение, при которой возникает неустойчивость, определяется ударной ионизацией ловушек рис 1. Как видно из приведенной зависимости при увеличении концентрации хрома происходит смещение порогового напряжения в сторону больших значений. Такое же увеличение происходит и при общем уменьшении концентрации примесей (при постоянном значении β). Возникают отличия и в самой неустойчивости. Если в беспримесном полупроводнике при низких концентрациях электронов наблюдаются неустойчивости типа зараженного слоя, то возникновение неустойчивости такого типа наблюдается только при очень малых

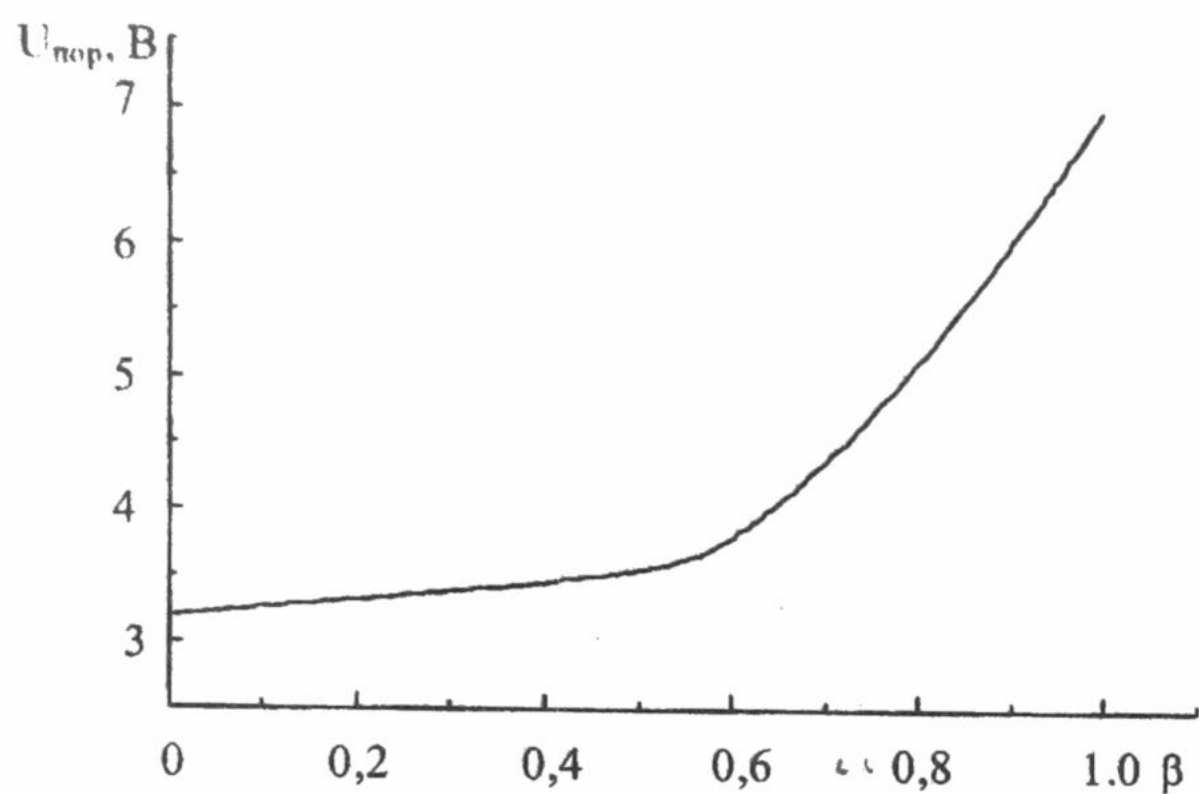


Рис.1. Зависимость порогового напряжения генерации от степени компенсации

концентрациях хрома $\beta < 0.1$ и основным типом неустойчивости является домен. Это обусловлено тем, что в рассматриваемой структуре сопротивление приконтактной области гораздо выше, чем в диодах, в котором электрическое поле формируется только свободными электронами и ионизированными донорами. Ионизация электронов в рассматриваемых диодах начинается в сильном анодном поле, которое формируется в диоде за счет низкой концентрации носителей заряда, а затем, с возникновением домена, движущимися доменами. С каждым

проходом домена происходит увеличение концентрации электронов в активной области диода.

Поскольку времена ионизации значительно больше времени междолинного переноса и периода колебаний, то наблюдается длительный переходной процесс рис. 2,3. Так как времена захвата намного больше периода колебаний, то освобожденные с ловушек электроны практически не могут быть захвачены обратно на ловушки и в установившемся режиме колебаний все ловушки в активной области, кроме тех ловушек, которые находятся в приконтактных областях, оказываются ионизированными. До порогового напряжения, при котором в диоде развивается ударная ионизация имеет место только насыщение тока. При превышении порогового напряжения начинается рост тока и возникают колебания.

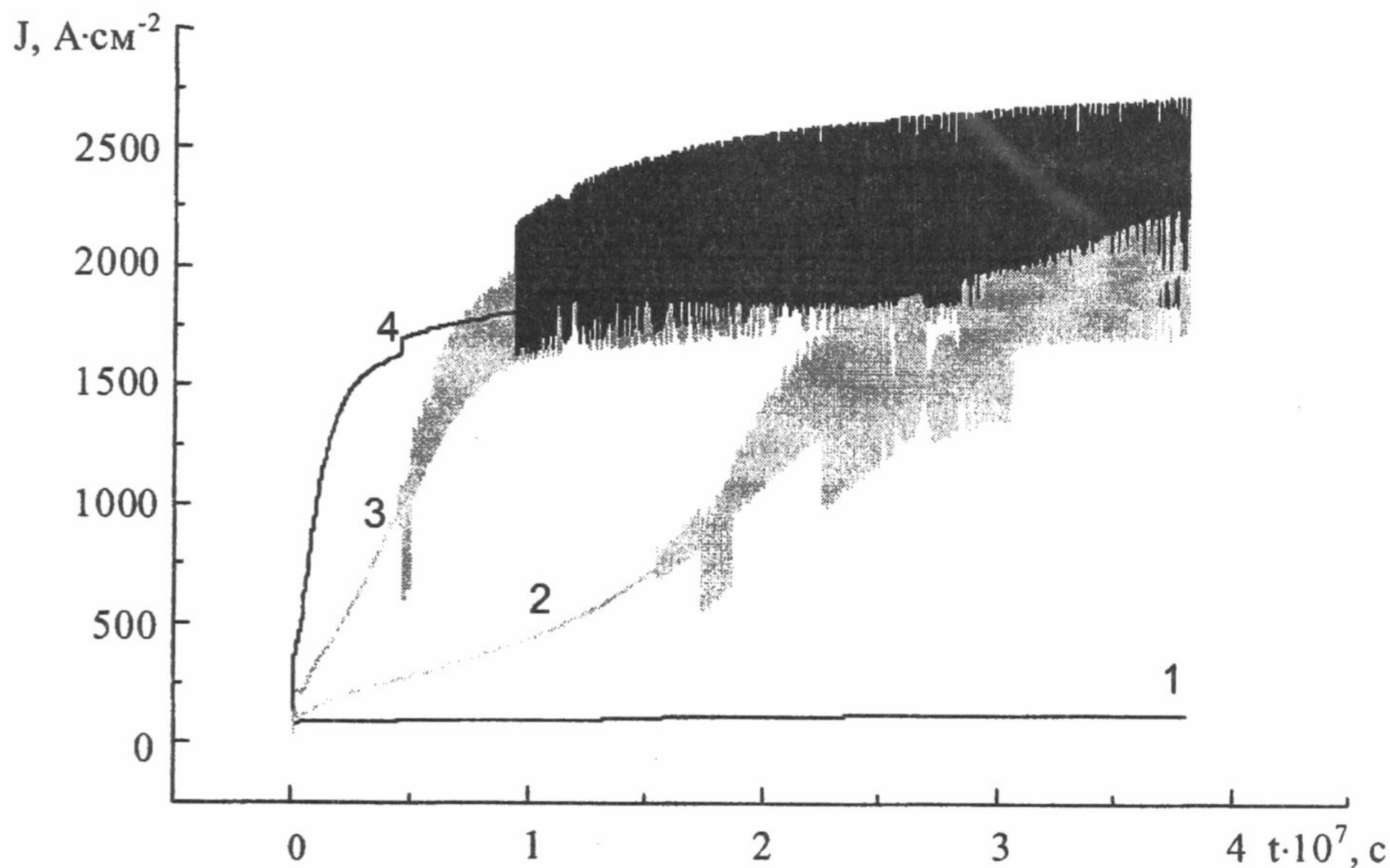


Рис.2. Зависимость тока через диод от времени при различных напряжениях смещения:

1- $U = 4$ В, 2 - $U = 6$ В, 3 - $U = 8$ В, 4 - $U = 12$ В.

При малых напряжениях (рис.3. кривая 2) переходная характеристика более изрезана, что обусловлено большим влиянием процессов захвата электронов на ловушки. Длительность переходного процесса определяется условиями для развития ударной ионизации. При одинаковой степени компенсации увеличение концентрации примесей приводит росту среднего тока через диод.

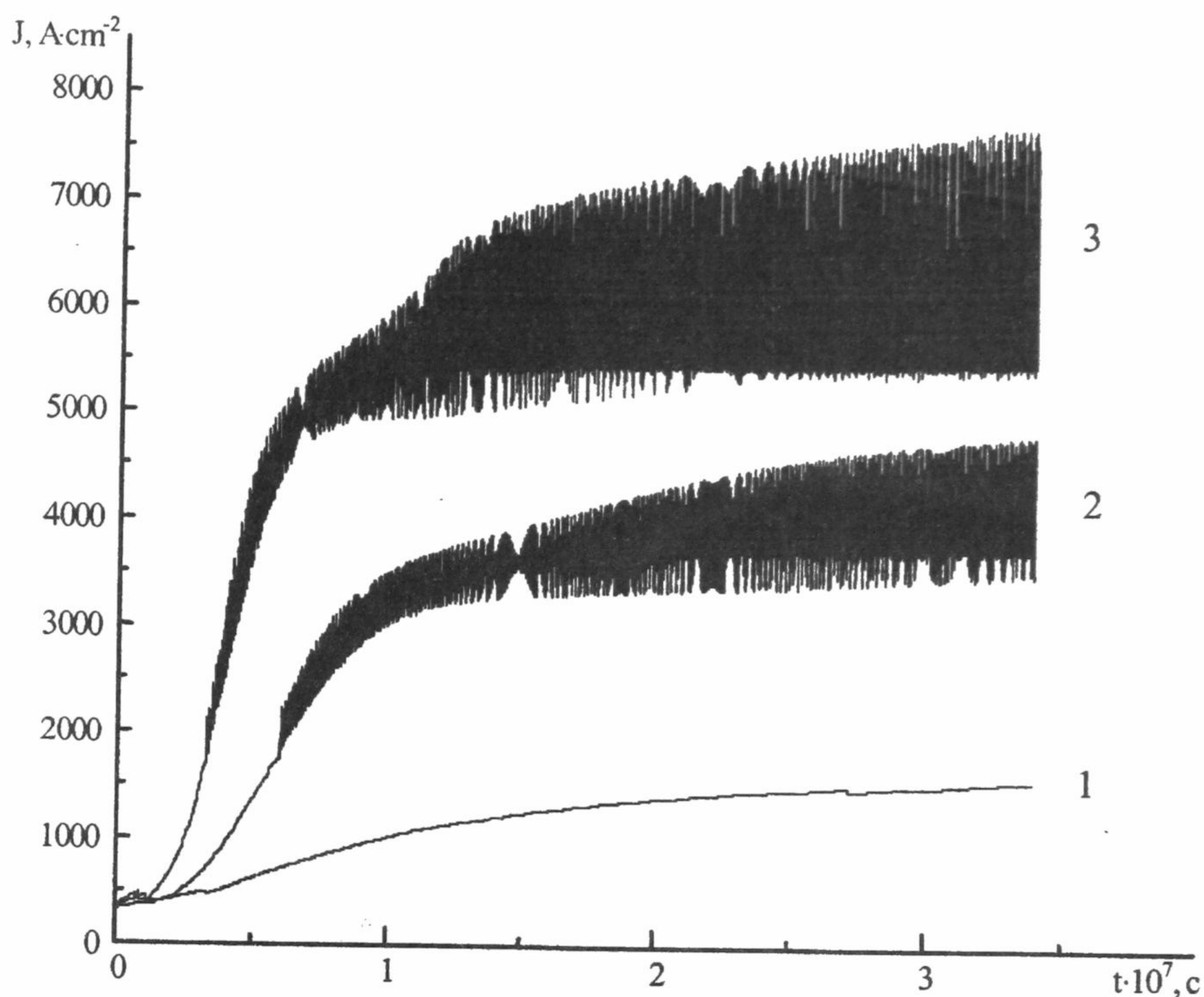


Рис.12 Зависимость тока протекающего через диод от времени при напряжении питания $U = 14$ В, для диодов с $L = 10$ мкм, $\beta = 1$ при концентрациях донорной примеси в активной области равных:

$$1 - N_{Da} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, 2 - N_{Da} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, 3 - N_{Da} = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$$

ВЫВОДЫ

Таким образом, можно отметить, что при наличии глубоких уровней определяющую роль в развитии неустойчивости играет ударная ионизация, благодаря которой диод из высокоомного состояния переходит в режим, при котором возможно существование ВЧ неустойчивости. Наличие длительного переходного процесса (несколько сот периодов ВЧ колебаний), по-видимому, ограничивает возможности применения таких диодов в высокочастотном диапазоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Костылев С.А. Взаимодействие электрических неустойчивостей в диодах Ганна с глубокими центрами. // ФТП, 1975. – 9, №11, - С. 2091 - 2095.
2. Шур.М.С. Влияние зависящего от поля захвата носителей на эффект Ганна. //ФТП. – 1970. - 4,-№ 6- С.1202-1204.
- 3.Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. Эффект Ганна в компенсированных полупроводниках//ФТТ- 1988. - 13, №9,4. - С. 2664-2674
4. Под ред. Рисса У. Полуизолирующие соединения $A_3 B_5$. Москва: Металлургия - 1984. -257с.
5. Боцула О., Прохоров Э. Неустойчивости тока в GaAs в условиях захвата электронов на ловушки// Доповіді Національної академії наук України - №1, С. 107 –111, 1998

ЗМІНИ В МЕТОДИЦІ ОТРИМАННЯ ПРИХОВАНОГО ХЕМОГРАФІЧНОГО ЗОБРАЖЕННЯ В ФОТОЕМУЛЬСІЇ

В. Л. Терещенко

*Кременчуцький державний політехнічний інститут,
315314, Кременчук Полтавської обл., вул. Першотравнева, 20
Телефон: (05366) 3-62-19, 3-62-18*

Надійшла в редакцію 1 грудня 1999 р.

Явище взаємодії деяких напівпровідників та металів з фотоемульсією, результатом якої є створення в фотопластині прихованого зображення поверхні твердого тіла, покладено в основу нового методу дослідження поверхні напівпровідників і металів та реєстрації слабоінтенсивних гетерогенних реакцій на поверхні твердих тіл - методу хемографії. Висока чутливість поверхні кристалу в хемографічному ефекті до впливу зовнішніх фізико-хімічних факторів та можливість реєстрації наднизьких концентрацій реагентів відкривають нові можливості для спостереження і дослідження гетерогенних реакцій на поверхні твердих тіл, а також для контролю планарних технологічних процесів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: хемографія, гетерогенні реакції, експозиція, фотоемульсія, тверде тіло.

ВСТУП

Отримання прихованого зображення поверхні твердого тіла на фотоплівці при взаємодії молекул бромистого срібла з продуктами гетерогенних реакцій окислювального характеру, які мають місце на поверхні деяких напівпровідників і металів (Si, Ge, GaP, Ti, In), покладено в основу нового метода реєстрації молекулярних потоків наднизької концентрації [1].

Метод спостереження гетерогенних реакцій за допомогою фотоемульсійних шарів був названий методом хемографії, а спроможність поверхні твердого тіла емітувати в оточуюче середовище молекули, здатні реагувати з бромистим сріблом, хемографічною активністю поверхні. Час створення прихованого зображення, відповідно, названо часом хемографічної експозиції, а потік активних молекул, що створюють приховане зображення в фотоемульсії подібно до квантів світла - фотомолекулярним потоком (ФМП).

Зовні ефект нагадує дію на фоточутливий шар радіоактивних матеріалів, але, як з'ясувалося у ході експериментів, ефект не пов'язаний з радіоактивністю зразків або емісією фотонів чи електронів.

Абсолютно точно встановити елементний склад продуктів, спроможних до реакції з бромистим сріблом, поки що не вдалося. В оточуючій тверде тіло атмосфері вони перебувають в наднизьких концентраціях, що, до речі, і заважає проведенню ідентифікації. За проведеними оцінками їх концентрація знаходиться в інтервалі $10^{-16} - 10^{-12}$ м.ч.

Основні експерименти по дослідженню хемографічного ефекту і впливу зовнішніх чинників на цей ефект виконані зі зразками кристалу кремнію. Але пошук речовин, які мають хемографічний ефект, тобто здатні утворювати на фотоемульсії приховане зображення, дозволив встановити, що крім напівпровідників (Si, Ge, GaP) [1] хемографічну активність виявляють деякі метали: In, Ti, Cu, Fe, Al. Тому досліди зі зразками кремнію підтверджені результатами експериментів з Ge, Ti, Cu, Fe і т. д.

Хемографічний ефект залежить від окислювальних можливостей твердого тіла, які, в свою чергу залежать від структури досліджуваного зразка, складу його компонентів, наявності різних неоднорідностей на поверхні. Тому не дивно, що нанесену на поверхню, наприклад, кремнію подряпину чи слід від контакту з дистильованою водою можна побачити на фотографії, яку отримано за хемографічною методикою (рис. 1).

В результаті проведення ряду експериментів з'ясовано, що хемографічна активність зразка твердого тіла, тобто спроможність утворювати приховане зображення в фотоемульсії, залежить від попередньої обробки його поверхні, температури, тиску оточуючої кристал атмосфери, її складу (зокрема, від присутності кисню і пари води) і згасає з часом. Висока чутливість хемографічної активності поверхні твердого тіла до впливу зовнішніх факторів пояснюється, певно, тим, що почорніння фотоемульсії викликають наднизькі концентрації активних молекул (ФМП). Тому густина ФМП під дією різних факторів може змінюватись в широких межах.

Дослідження ефекту взаємодії твердого тіла з фотоемульсією ґрунтується на стандартній методиці сенситометрії [2]. Вона складається з наступних стадій:

- хемографічне експонування;
- проявлення і закріплення;
- вимірювання на фотоматеріалі почорнінь, які утворились внаслідок експонування і хімічної обробки;
- побудова характеристичної кривої;
- обробка результатів.

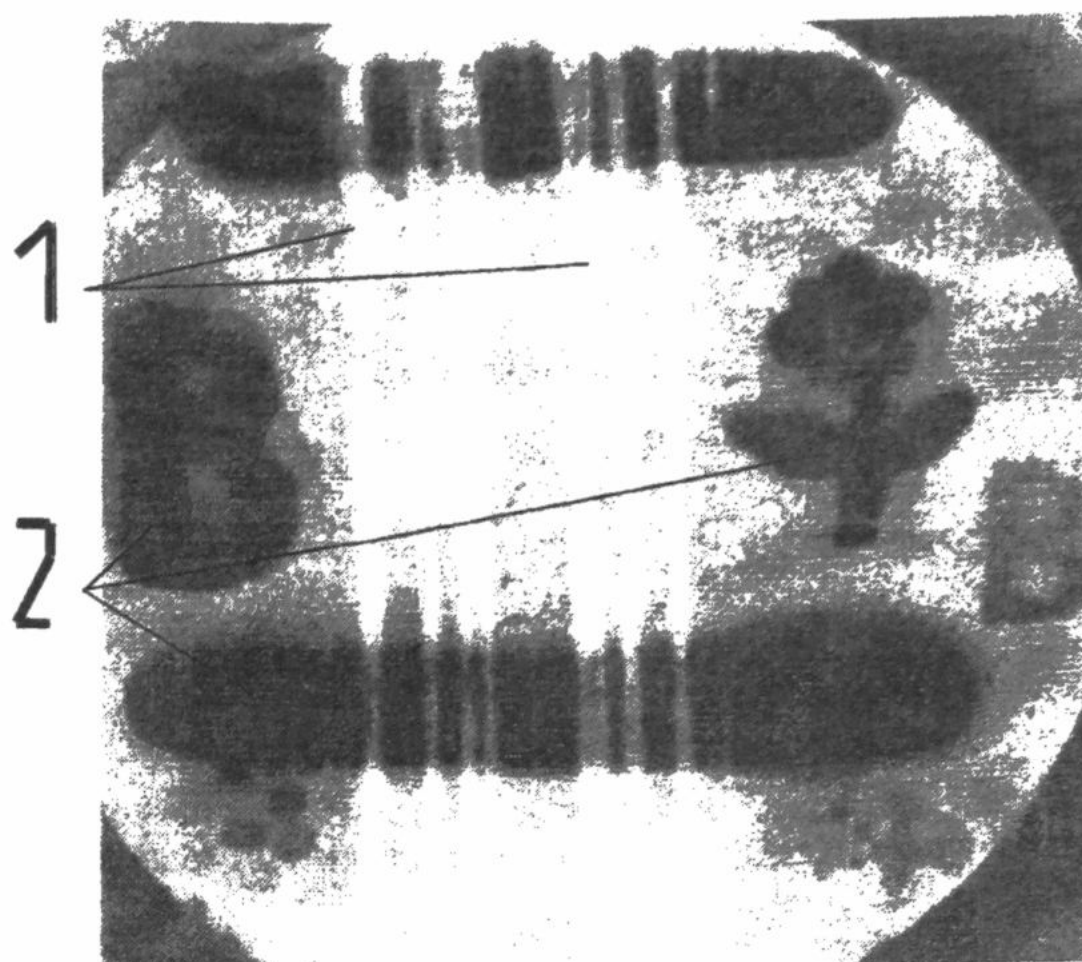


Рис. 1 Вплив штучних подряпин (1) та дистильованої води (2) на хемографічну активність поверхні кремнію.

Методика проведення хемографічної експозиції досить проста. Досліджуваний зразок на певний час (час хемографічної експозиції) кладеться в темряві на зволожену емульсію фотопластинки хемографічно активною поверхнею, тобто поверхнею, яка очищена від оксидної плівки шляхом сколу, шліфовки абразивним порошком або травленні в HF, таким чином, що поверхня зразка утворює з фотоемульсією світлонепроникну комірку об'ємом V з деякою щільною h . За час взаємодії кристала з фотопластинкою (час хемографічної експозиції) відбувається обробка фотоемульсії потоком продуктів гетерогенних реакцій, емітованих з поверхні зразка (ФМП), і утворення прихованого зображення. Після проявлення фотопластини оптична густина (почорніння фотоемульсії) пропорційна як часу хемографічної експозиції, так і концентрації фотоактивних молекул.

При зміні умов експозиції (температури, тиску пари води і т.п.) відповідно треба зменшувати або збільшувати час хемографічної експозиції. Чутливість в необхідних межах можна регулювати, якщо змінювати фотоматеріали і умови фотографічної обробки.

МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ

З метою вивчення впливу пари води на протікання окислювальних хімічних реакцій на поверхні твердого тіла та на час хемографічної експозиції проведено наступний експеримент. Підготовлені зразки кремнію та фотоплівка було розташовано в атмосфері насиченої водяної пари при кімнатній температурі. Між поверхнею Si та фотоплівкою утворена щілина $h = 5$ мм, яка необхідна для вільного проникнення пари води. Незважаючи на те, що час дифузії водяної пари в зазор малий ($t_{\text{диф.}} = 1 - 2$ с), за час хемографічної експозиції $t_{\text{екс.}} < 1,5$ годин ($t_{\text{екс.}} \gg t_{\text{диф.}}$) отримати чітке приховане хемографічне зображення поверхні зразків на фотоемульсії не вдалося, це підтверджує і отримана залежність оптичної густини почорніння фотоемульсії від часу хемографічної експозиції (рис. 2).

В експериментах на сухій фотоемульсії хемографічний ефект не спостерігався зовсім. Якщо два зразка кремнію розташувати на сухій і зволоженій фотоплівці шліфованою поверхнею вгору, то тільки на зволоженій фотоемульсії по периметру зразка утворюється відповідний ореол, тобто, відбувається почорніння фотоплівки. Нанесення води на шліфовану поверхню другого зразка Si приводить до його окислення, але результат не змінюється.

Для скорочення часу хемографічної експозиції і підвищення розділової здатності зображення було вирішено попередньо зволожувати фотоемульсію водою (занурюючи фотоплівку в дистильовану воду), а експозицію проводити при безпосередньому контакті зразка твердого тіла та фотоплівки. Однак це виявилось неприйнятним, бо на фотографіях, як наслідок наявності на фотоемульсії крапельок води, з'являлися плями (рис. 3 а), що погіршувало аналіз отриманих зображень.

З метою усунення цих недоліків фотоплівка розміщувалася для сталого зволоження в спеціально виготовленій герметичній камері, в якій підтримувалася встановлена вологість та температура [3]. Експозиція проводилася при безпосередньому контакті зразка та фотоплівки. Переваги даного метода отримання прихованого хемографічного зображення в фотоемульсії полягає в тому, що розрішення зображення покращується внаслідок відсутності щілини між зразком та фотоплівкою, скорочується час експозиції ($t_{\text{екс.}} < 15$ хв. без врахування часу, що потрібен на проведення попереднього зволоження фотоемульсії). На фотографії, що отримана за новою методикою, немає плям (рис. 3 б), а це дозволяє проводити об'єктивну оцінку результатів.

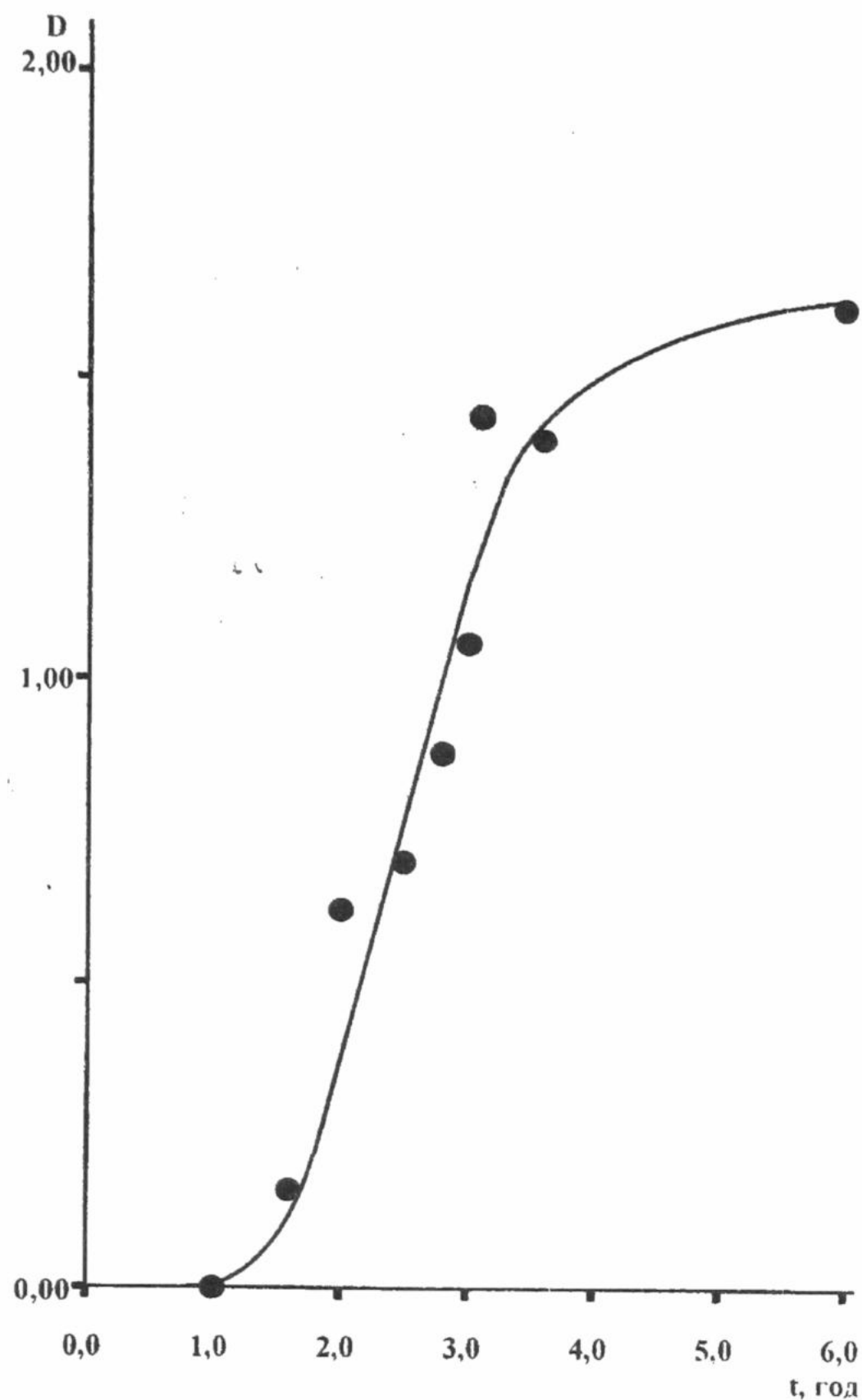


Рис. 2 Залежність оптичної густини почорніння фотоемульсії від часу хемографічної експозиції. Щілина між фотопластиною та зразками кремнію для забезпечення вільного проникнення водяної пари $h = 5$ мм. Температурі 20°C .

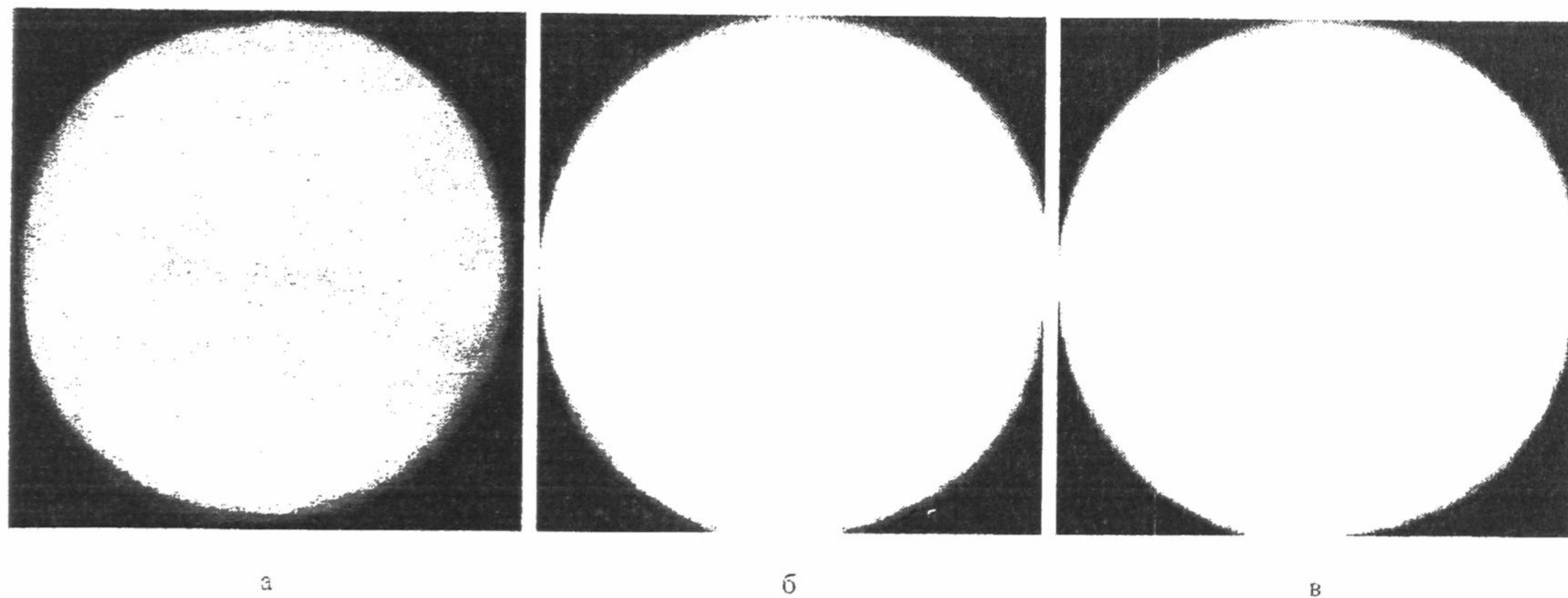


Рис. 3 Хемографічні зображення поверхні пластинки кремнію:
а – отримане при безпосередньому контакті зразка та зволоженої зануренням у воду фотоплівки;
б – отримане при безпосередньому контакті зразка та зволоженої в спеціальній камері фотоплівки;
в – отримане при безпосередньому контакті зразка та фотоплівки при проведенні експозиції в дистильованій воді.

Отримана залежність ступеня почорніння фотоплівки від її зволоження показує, що пара води впливає не тільки на фізико-хімічні реакції на поверхні кремнію, але, вірогідно, і на фотошар, змінюючи його здатність до хемографічних реакцій.

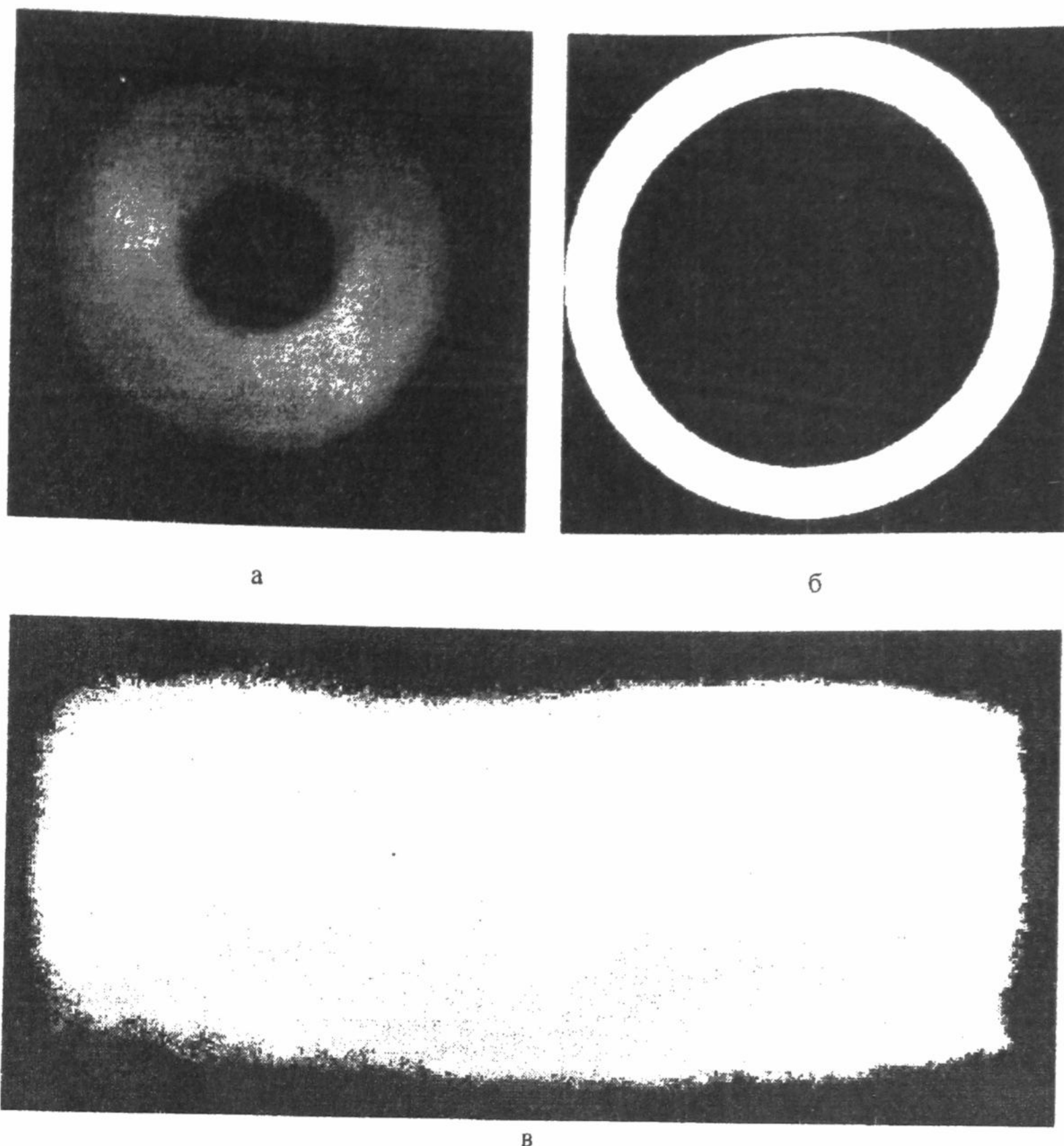


Рис. 4 Хемографічне зображення реагентоздатної поверхні твердого тіла, що отримано при експозиції в дистильованій воді: а – алюмінієва шайба; б – алюмінієва шайба; в – залізний брусок.

Експерименти по проведенню хемографічної експозиції в дистильованій воді дозволили розробити доволі простий спосіб отримання якісних фотознімків (рис. 3 в). Зберігаючи всі переваги методики, що базується на використанні зволоження в спеціально виготовленій герметичній камері, новий спосіб спрощує процес проведення експозиції та дає суттєвий вииграш в часі.

Окрім того, зроблені спроби по внесенню змін до самої методики дослідження хемографічного ефекту. Проведено експеримент, при якому підготовка зразка та хемографічна експозиція проводилися в дистильованій воді. Хемографічний ефект спостерігався як при контактній взаємодії, так і на деякій відстані поверхні Si від фотоемульсії (щілина 0.5 – 5 мм). Слід зазначити, що ефект зафіксовано і при значно більших відстанях між зразком та фотоплівкою, однак в результаті розмиття зображення нема можливості спостерігати за характером поверхні твердого тіла.

Саме проведення експерименту в системі кристал-рідина-фотоплівка дозволило вперше зафіксувати хемографічний ефект заліза та алюмінію, які раніше вважалися не реагентоздатними. На рис. 4 приведено фотографії, які ілюструють хемографічний ефект, відповідно, алюмінієвої шайби, що була підготовлена на повітрі, алюмінієвої шайби та залізного бруска, які підготовлено без контакту з атмосферою. Хемографічна експозиція у всіх випадках проходила в дистильованій воді.

Пізніше подібні результати було отримано в системі кристал-повітря-фотоплівка (на попередньо зволоженій фотоемульсії), однак час експозиції суттєво збільшився.

Виходячи з того, що вода та повітря прискорюють процес окислення на поверхні твердого тіла, запропоновано для певних експериментів проводити очищення зразків від окислів “на суху” – шліфувальною шкуркою, а не водним розчином абразивного порошку. А хемографічну експозицію проводити в дистильованій воді. Це дозволило спостерігати хемографічний ефект твердих тіл, що швидко окислюються, зокрема алюмінію. Час хемографічної експозиції при цьому зменшився приблизно на порядок.

Проведення хемографічної експозиції в системі кристал-рідина-фотоплівка дозволило зафіксувати досить цікаве явище. Звільнені від оксидів кристали твердого тіла, наприклад, кремнію, що певний проміжок часу

знаходились в дистильованій воді, насичують її хемографічно-активними молекулами. Після чого отриманий розчин викликає почорніння фотоплівки, причому його реагентоздатність зберігається на протязі 3 – 4 діб.

Окрім того, проведення експериментів у водному середовищі дозволило перейти від якісного спостереження ефекту до кількісних вимірів. Зокрема, отримано оцінку коефіцієнта дифузії хемографічно-активних молекул у дистильованій воді для кімнатної температури. Як виявилось він дорівнює приблизно 10^{-5} см²/с. Для сталого часу експозиції при варіації температури в проміжку від 15° С до 40° С були отримані залежності коефіцієнта дифузії від температури, що дозволило провести розрахунки енергії активації коефіцієнта дифузії. Як з'ясувалося, вона дорівнює 0,14 – 0,17 еВ.

Значення коефіцієнта дифузії та енергії активації, отримані в даних дослідах, є типовими для різних іонів у воді.

РЕЗУЛЬТАТИ

Таким чином, розроблено нові підходи до проведення хемографічної експозиції, що дозволило зафіксувати реагентоздатність алюмінію та заліза, які вважалися не хемографічно активними матеріалами.

Спостереження хемографічного ефекту у водному середовищі, з якого вже вилучено тверде тіло, є ще одним аргументом на користь того, що в основі методу хемографії лежать хімічні процеси а не якесь загадкове випромінення поверхні твердого тіла. Безумовно, саме гетерогенні реакції окислювального характеру насичують середовище, в якому вони протікають, молекулами, що здатні визивати в фотоемульсії реакцію виділення металічного срібла, еквівалентну взаємодії фотоемульсії з квантами світла.

Проведення експериментів в системі кристал-рідина-фотоплівка відкриває можливість переходу від якісних досліджень до кількісних, так як з'явилася можливість дослідження, наприклад, дифузійних процесів хемографічно активних сполук у воді.

ВИСНОВКИ

Зміни в методиці підготовки зразків та проведенні хемографічної експозиції, перехід до експериментів в системі кристал-рідина-фотоплівка відкриває нові можливості щодо дослідження природи ефекту, дозволяє глибше заглянути в маловивчений світ фізхімії наднизьких концентрацій.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Єлізаров О.І., Богобоящий В.В. Новий метод реєстрації наднизьких концентрацій деяких речовин у газових сумішах // Доповіді АН УРСР. Сер. Природознавство. - 1991. - 3. - С. 57-59.
2. Шахрова М.М., Грезіна Н.Г. Фотографія. - К.: Вища школа. - 1993. - С. 367.
3. Куц В.М., Терещенко В.Л. Роль паров воды в формировании скрытого хемографического изображения в фотоемульсии. // Матеріали науково-технічної конф. Молодих вчених і спеціалістів КФ ХДПУ 1995р. - Кременчуг, 1995. - С. 53.

ПЛАНАРНЫЙ СВЧ УСИЛИТЕЛЬ О-ТИПА С МНОГОСЛОЙНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Е.Н.Одаренко, Н.Г.Шевченко

Харьковский национальный университет, радиофизический факультет

пл. Свободы, 4. Харьков, 61077, Украина

Харьковский государственный политехнический университет

ул. Фрунзе, 21. Харьков, 61002, Украина

Поступила в редакцию 29 декабря 1999 г.

Представлены результаты исследования двумерной модели электронно-волнового взаимодействия в нерезонансном планарном усилителе О-типа. Анализ проведен в рамках нелинейной самосогласованной теории. Рассматривается система, в которой электронный поток разделен на несколько автономных парциальных пучков с целью компенсации эффекта высокочастотного расслоения.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: многомерная модель, нерезонансный усилитель, парциальный пучок, эффект расслоения.

Применение многомерных моделей для описания физических процессов в электронно-волновых системах СВЧ позволяет значительно расширить диапазон исследуемых явлений, что повышает достоверность теоретического анализа. Так называемое расслоение электронного потока под действием неоднородного высокочастотного поля электродинамической системы является одним из факторов снижения эффективности энергообмена, который следует учитывать при построении многомерной теории электронных приборов. Степень неоднородности поля замедленной волны в пределах поперечного сечения пучка определяет интенсивность воздействия эффекта расслоения на характер физических процессов [1,2].

В данной работе рассматривается один из способов повышения эффективности энергообмена путем компенсации высокочастотного расслоения в электронном потоке за счет изменения начальных скоростей парциальных пучков. В приборах с симметричной электродинамической замедляющей системой (ЗС) (ЛБВ, оротрон с двухрядной гребенкой [3] и др.) реализуется иной механизм компенсации расслоения пучка – за счет действия сильного поля пространственного заряда [2,3].

Возможность применения набора парциальных пучков с целью компенсации неоднородности высокочастотного поля по ширине электронного потока ранее рассматривалась в работах Б.А.Белявского.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим планарную схему электронно-волновой системы, состоящей из двух проводящих пластин, на одну из которых нанесена периодическая замедляющая структура – гребенка. Вблизи ЗС пропускается ленточный электронный поток толщины Δ , который фокусируется магнитостатическим полем. Высокочастотное электрическое поле замедленной волны полагаем двумерным с компонентами:

$$E_y = C\Psi_y(z)\exp[i(\beta y - \omega t)]; \quad E_z = i\frac{\Psi_z(z)}{\Psi_y(z)}E_y; \quad (1)$$

где C – комплексная амплитуда; y и z – продольная и поперечная координата соответственно; $\Psi_{y,z}(z)$ – поперечные амплитудные огибающие; $\beta = \omega/v_\phi$; ω – частота колебаний; v_ϕ – фазовая скорость замедленной волны. Для рассматриваемой системы функции Ψ_y и Ψ_z можно представить в виде [4]:

$$\Psi_y(z) = \frac{\text{sh}\beta(d-z)}{\text{sh}\beta d}; \quad \Psi_z(z) = \frac{\text{ch}\beta(d-z)}{\text{sh}\beta d}; \quad (2)$$

где d – расстояние между ЗС и верхней проводящей пластиной. Функции (2) характеризуют поперечную неоднородность высокочастотного поля, которая обуславливает расслоение электронного потока.

Движение заряженных частиц в пространстве взаимодействия описывается векторным уравнением Лоренца:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{|e|\hbar}{m} \text{Re}\{\vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}]\}, \quad (3)$$

где $\vec{v}$ - вектор скорости электрона; t - время; e и m - заряд и масса электрона (рассматривается нерелятивистский случай); $\vec{E}$ - вектор напряженности электрического поля (включая поле пространственного заряда); $\vec{B}$ - вектор индукции фокусирующего магнитостатического поля, которое в общем случае может быть неоднородным и нестационарным [5].

Уравнения, описывающие пространственную эволюцию амплитуды и фазы сигнала в приборе, представим следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dF}{d\xi} &= \frac{G}{\pi\Delta} (A \cos \gamma - B \sin \gamma), \\ \frac{d\gamma}{d\xi} &= -\frac{G}{\pi F \Delta} (B \cos \gamma + A \sin \gamma), \\ A &= \int_0^{2\pi} \int_{\Delta} \left(\Psi_y \cos \phi + \Psi_z \frac{H}{L} \frac{dZ}{d\xi} \sin \phi \right) dZ_0 d\phi_0, \\ B &= \int_0^{2\pi} \int_{\Delta} \left(\Psi_y \sin \phi - \Psi_z \frac{H}{L} \frac{dZ}{d\xi} \cos \phi \right) dZ_0 d\phi_0, \\ \phi &= \theta + \Phi \xi + \phi_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $F = |C/E_0|$ - амплитуда, а γ - фаза высокочастотного поля; E_0 - напряженность ускоряющего электростатического поля; $\xi = y/L$, $Z = z/H$ - нормированные продольная и поперечная координаты; L и H - продольный и поперечный масштаб; $\Delta = \Delta/H$; $G = L|I_0|/(NE_0)$ - параметр, характеризующий эффективность взаимодействия; N - норма колебаний; I_0 - постоянная составляющая тока пучка; $\theta = \omega(t - y/v_0) - \phi_0$; ϕ_0 - начальная фаза; $\Phi = \omega L(1 - v_0/v_\phi)/v_0$ - начальный рассинхронизм между скоростью электронов v_0 и фазовой скоростью замедленной волны.

Полагаем, что в систему поступает немодулированный электронный поток, а усиливаемый сигнал подается непосредственно в пространство взаимодействия. В этом случае начальные условия для системы уравнений (3-4) можно записать в виде:

$$\theta|_{\xi=0} = \frac{d\theta}{d\xi}|_{\xi=0} = 0; \quad F|_{\xi=0} = F_0 \quad (5)$$

При решении системы (3-4) с начальными условиями (5) электронный поток условно разбивался на несколько парциальных пучков, каждый из которых имеет свою начальную скорость (начальный рассинхронизм Φ_n , $n=1,2,3,\dots$). Таким образом, можно формировать произвольное распределение начального рассинхронизма по толщине пучка и, тем самым, изменять условия взаимодействия заряженных частиц с полем замедленной волны.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Система уравнений (3-4) с начальными условиями (5) решалась численно. Начальная амплитуда F_0 задавалась равной 0.5. Из теории ЛБВ известно, что при уровнях входного сигнала, значительно меньших максимальных мощностей, от величины F_0 зависит в основном только оптимальная длина лампы [1]. В данном случае при $F_0=0.5$ на длине пространства взаимодействия реализуется область экспоненциального нарастания амплитуды волны, поэтому выводы, полученные для ЛБВ, пригодны и

для исследуемой электронно-волновой структуры. Величина заполнения пролетного канала электронным потоком по поперечной координате: $\Delta/d = 1/3$. Начальный рассинхронизм скоростей $\Phi = -3\pi$.

Рассматриваются два значения нормированной циклотронной частоты: $\omega_c/\omega = 0.5$ и 1. Для выбранных параметров системы значение $\omega_c/\omega = 1$ соответствует режиму фокусировки электронного потока, при котором отсутствует оседание частиц на поверхность электродинамической системы. В этом

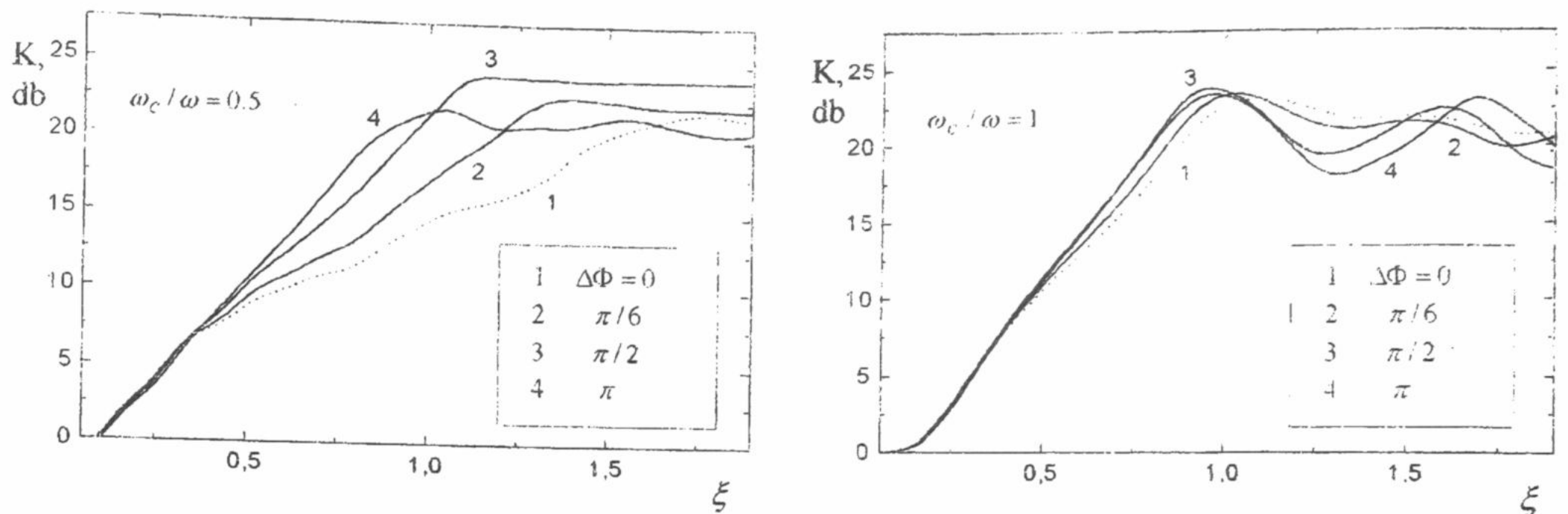


Рис. 1. Зависимости коэффициента усиления от продольной координаты для различных значений нормированной циклотронной частоты.

случае реализуются сравнительно небольшие поперечные смещения траекторий электронов, т.е. происходит преимущественно продольное электронно-волновое взаимодействие. Уменьшение индукции фокусирующего поля сопровождается увеличением величины поперечных смещений частиц и, как следствие, приводит к токооседанию на ЗС. Толщина пучка оказывается нарастающей функцией продольной координаты ξ . Естественно, что в этом случае эффект расслоения проявляется более существенно, поскольку степень неоднородности поля на толщине пучка увеличивается. Графики на рис. 1 подтверждают этот вывод. Штриховыми кривыми показаны зависимости коэффициента усиления K от продольной координаты в ситуации, когда все парциальные пучки имеют одинаковый начальный рассинхронизм ($\Delta\Phi = 0$). Ослабление фокусировки приводит к снижению коэффициента усиления и увеличению оптимальной длины прибора.

Неоднородное распределение параметра начального рассинхронизма по толщине пучка позволяет повысить коэффициент усиления на оптимальной длине, т.е. на участке пространства взаимодействия до первого максимума функции $K(\xi)$. В случае $\omega_c/\omega = 0.5$ этот эффект выражен сильнее, чем для $\omega_c/\omega = 1$, что позволяет сделать вывод об определяющей роли расслоения в снижении эффективности взаимодействия при уменьшении индукции фокусирующего поля (токооседание начинается за пределами оптимальной длины прибора).

Положительные значения $\Delta\Phi$ означают, что параметр Φ в каждом последующем верхнем парциальном пучке больше на $\Delta\Phi$, чем в предыдущем ($\Phi_{n+1} = \Phi_n + \Delta\Phi$).

Следует отметить, что в случае $\omega_c/\omega = 0.5$ для $\Delta\Phi = \pi/2$ реализуется даже несколько большее максимальное значение коэффициента усиления, чем для $\omega_c/\omega = 1$. По видимому, это дополнительное повышение эффективности энергообмена обусловлено взаимодействием электронов с поперечными компонентами высокочастотного электрического поля.

Механизм компенсации действия эффекта расслоения заключается в следующем. В процессе взаимодействия моноскоростного потока электронов с неоднородным в поперечном направлении высокочастотным полем слои пучка, расположенные ближе к поверхности ЗС (в поле с большей амплитудой), группируются несколько ранее по сравнению с удаленными от ЗС слоями, которые находятся в поле с меньшей амплитудой. Следовательно, первый максимум модуля высокочастотного тока $|J|$ реализуется для разных слоев пучка при различных значениях продольной координаты. С другой стороны, известно, что изменение начального рассинхронизма скоростей электронов и замедленной волны приводит к смещению максимума $|J|$ вдоль пространства взаимодействия [6]. Условия группирования различных слоев моноскоростного потока формируются таким же образом, как у нескольких пучков с различными значениями начальной продольной скорости. Таким образом,

изменение начального рассинхронизма определенным образом от слоя к слою в пучке конечных поперечных размеров приводит к компенсации эффекта расслоения и повышению эффективности взаимодействия.

На рис. 2 представлены зависимости модуля комплексной амплитуды конвекционного тока трех парциальных пучков от продольной координаты для различных значений параметра $\Delta\Phi$. Наибольшая степень выравнивания условий группирования пучков реализуется для $\Delta\Phi = \pi/2$, что согласуется с данными, представленными на рис. 1. Более того, здесь также увеличивается максимальное значение $|J|$, что свидетельствует о повышении качества группирования электронов. В случае $\Delta\Phi \neq 0$ ближайший к ЗС парциальный пучок (кривые 1 на рис. 2) имеет ту же начальную скорость, что и для $\Delta\Phi = 0$, но максимальное значение плотности частиц этого пучка в сгустках растет и несколько видоизменяется зависимость $|J|$ от продольной координаты. Следовательно,

изменение начальной скорости более удаленных от ЗС парциальных пучков (кривые 2 и 3 на рис. 2) приводит к преобразованию условий энергообмена для всего электронного потока. Численные расчеты показывают, что при $\Delta\Phi = \pi/2$ пучок оседает на ЗС полностью (при $\Delta\Phi = 0$ оседание частичное) из-за нарастания динамических поперечных смещений траекторий электронов за счет взаимодействия с поперечными компонентами высокочастотного поля. Таким образом, формируя распределение начального рассинхронизма по толщине потока заряженных частиц, можно не только компенсировать расслоение, но и управлять условиями энергообмена в пространстве взаимодействия прибора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено теоретическое исследование электронно-волновой системы с пучком конечной толщины, разделенным на несколько парциальных пучков. Изменение начальной скорости парциальных пучков позволяет частично скомпенсировать эффект расслоения, присущий многомерным системам. Кроме того, неоднородное распределение рассинхронизма по толщине пучка дает возможность улучшения условий энергообмена частиц с продольными и поперечными компонентами высокочастотного поля в различных слоях электронного потока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г.Ф.Филимонов, Ю.Н.Бадлевский. Нелинейное взаимодействие электронных потоков и радиоволн в ЛБВ. М.: Сов. радио, 1971. – 184 с.
2. Л.А.Вайнштейн, В.А.Солнцев. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. – 400 с.
3. Бежавский Б.А., Цейтлин М.Б. // Радиотехника и электроника, 1982. – Т.27. - №4. – С.787-793.
4. В.Н.Шевчик, Д.И.Трубецков. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970. – 584 с.
5. В.В.Алексеев, Е.Н.Одаренко, А.А.Шматько. // Вісник Харківського ун-ту, Радіофізика та електроніка, 1999. – Вип. 1'99. – С. 122-125.
6. Дж.Роу. Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1969. – 616 с.

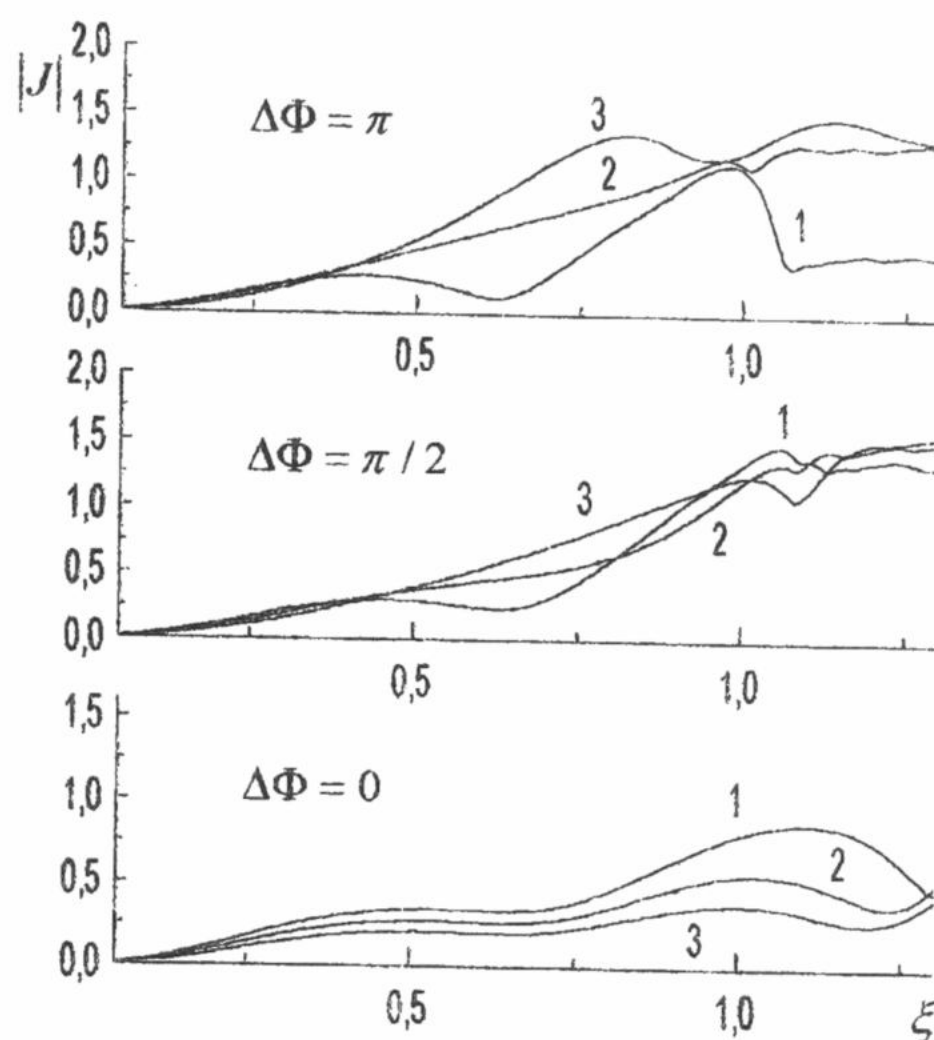


Рис. 2. Распределение модуля высокочастотного тока для трех парциальных пучков.

РАССЕЯНИЕ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ АНИЗОТРОПНЫМ ГИРОМАГНИТНЫМ СЛОЕМ

Д.Н. Горюшко, А.А. Шматько

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, радиофизический факультет
61077, Харьков, пл. Свободы, 4

Поступила в редакцию 1 декабря 1999 года

Спектральным методом решена задача рассеяния волнового пучка на анизотропном ферритовом слое. В качестве исследуемого объекта использован двумерный пучок, подчиняющийся Гауссовому распределению в плоскости разреза и не имеющий вариаций в направлении, перпендикулярном плоскости падения. Найдены выражения для коэффициента отражения плоской волны от слоя, магнитная проницаемость которого тензорная величина. Установлены особенности пространственного распределения отраженного поля для различных углов падения пучка.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: гиротропная среда, гиромангнитный слой, Фурье-разложение.

Рассеяние неоднородных в пространстве полей – волновых пакетов – на границе раздела сред с различными материальными параметрами или на слоистом магнитоэлектрике сопровождается рядом явлений, не имеющих места при рассеянии на таких же структурах плоских электромагнитных волн. К ним следует отнести такие явления как смещение Госса-Хенхена [1], угловое и фокальное смещение оси пучка [2], расщепление гауссова пучка на два и более [2-4]. Такие исследования, в основном, были проведены для изотропных диэлектрических сред и установлена прямая связь наблюдаемых явлений с угловой зависимостью амплитуды и фазы коэффициента отражения парциальной волны из всего континуума волн волнового пакета.

В последнее время широкое применение в различных отраслях науки и техники находят анизотропные и гиротропные среды в связи с новыми функциональными свойствами и возможностью управления характеристиками отраженных и прошедших через них полей.

Кроме этого, поля реальных источников, апертур антенн, существенно отличаются от плоских волн. Поэтому представляется важным рассмотреть задачу рассеяния волновых пакетов реальных источников на анизотропном гиромангнитном слое.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

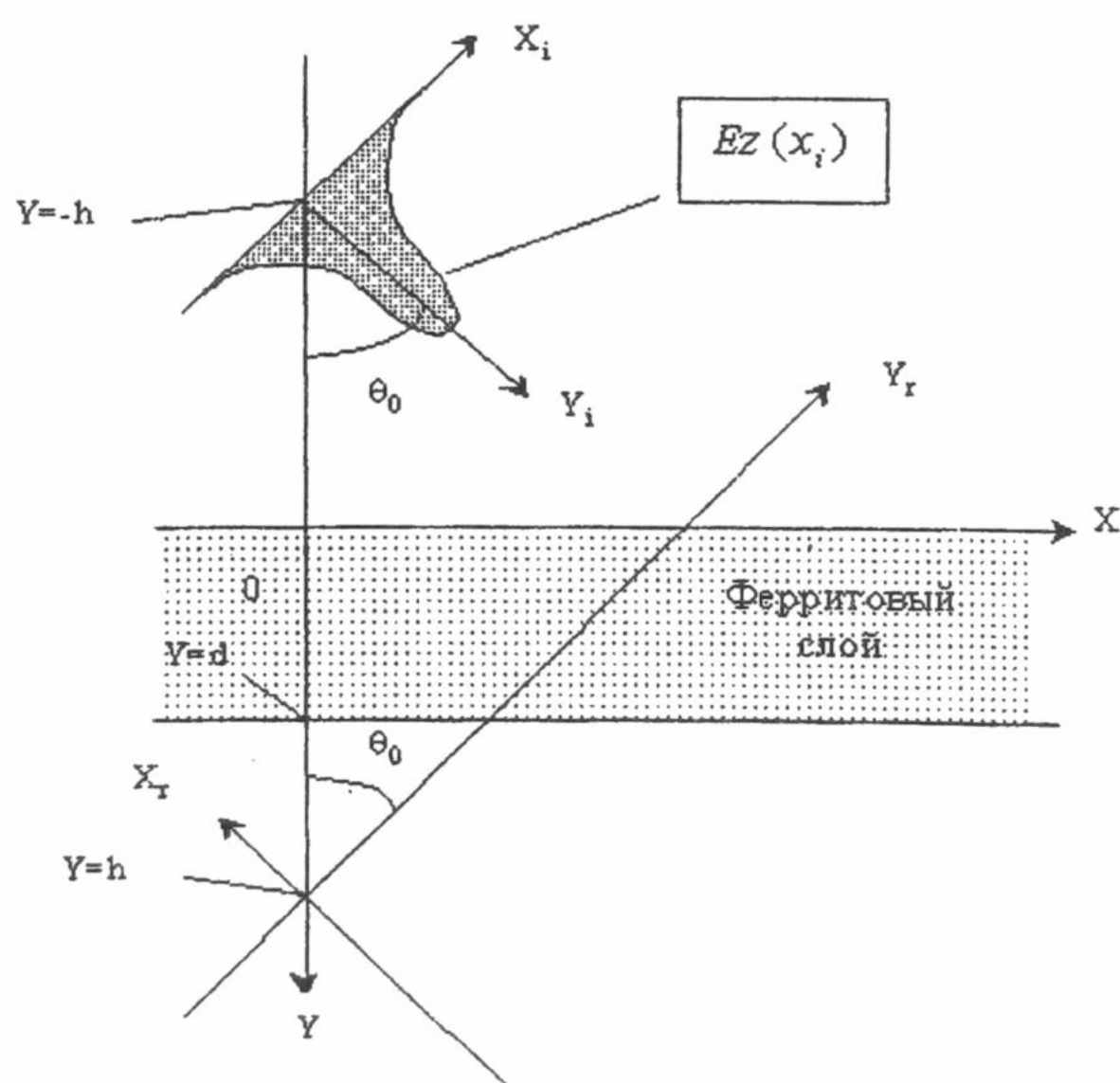


Рис.1. Падение волнового пучка на ферритовый слой

На гиротропный ферритовый слой толщиной d , расположенный в свободном пространстве, падает волновой пучок под углом θ_0 , как показано на рис. 1.

Свойства ферритового слоя определяются тензором магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ вида:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_T & -i\alpha & 0 \\ i\alpha & \mu_T & 0 \\ 0 & 0 & \mu_L \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где компоненты тензора μ_T, μ_L и α связаны с параметрами феррита и подмагничивающим постоянным полем H_0 , направленным перпендикулярно рисунку известными соотношениями. Рассмотрим E_z -поляризованный волновой пучок. Задача двумерная. Другая поляризация не приводит к новым эффектам, так как в этом случае феррит ведет себя подобно магнитоэлектрику.

В качестве исходного распределения поля выбраны два вида – гауссовское (2а) и косинусоидальное (2б), а именно:

$$\begin{aligned} \text{а) } E_z(x_i, 0) &= \frac{e^{-(x_i/w)^2}}{\sqrt{\pi w}}, \\ \text{б) } E_z(x_i, 0) &= \begin{cases} \cos(\pi x_i / w), & |x_i| \leq w/2 \\ 0, & |x_i| > w/2 \end{cases}, \end{aligned} \quad (2)$$

где w – ширина пучка или апертуры.

Вне апертуры источника электрическое поле может быть определено через Фурье-преобразование вида:

$$E_z(x_i, y_i) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(p) \exp(ipx_i + i\gamma_i y_i) dp, \quad (3)$$

где $\Phi(p)$ – амплитуда спектральной функции Фурье-разложения, $p = k \cos \theta$. Применительно к исходным полям (2) она имеет вид:

$$\text{а) } \Phi(p) = \frac{\exp\left(-\left[\frac{w(p - k \sin \theta_0)}{2 \cos \theta_0}\right]^2\right)}{\cos \theta_0}, \quad (4)$$

$$\text{б) } \Phi(p) = \frac{2a \cos(k_x p / 2)}{\pi [1 - (k_x p / \pi)^2]}.$$

Координаты x_i и y_i связаны с координатами x и y соотношением:

$$\begin{aligned} x_i &= x \cos(\theta) - y \sin(\theta); \\ y_i &= x \sin(\theta) + y \cos(\theta). \end{aligned} \quad (5)$$

Отраженное и прошедшее поля находятся через интеграл Фурье, если известно решение задачи рассеяния для плоской электромагнитной волны. Тогда распределение поля для отраженного (или прошедшего) волнового пучка определяется по формуле:

$$E_z^{omp}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(p) R(p) \exp(ipx - ik_y y) dp, \quad (6)$$

Коэффициент отражения $R(p)$ применительно к рассматриваемой задаче описывается формулой:

$$R(p) = \frac{R^- (1 - e^{\frac{2ik_y^{\text{II}} d}{y}})}{1 - R^- R^+ e^{\frac{2ik_y^{\text{II}} d}{y}}}, \quad (7)$$

$$\text{где } R^\pm = \frac{(k_y \frac{\mu_\perp}{\mu}) - (k_y^{\text{II}} \mp i \frac{\alpha}{\mu_T} k_x^{\text{II}})}{(k_y \frac{\mu_\perp}{\mu}) + (k_y^{\text{II}} \mp i \frac{\alpha}{\mu_T} k_x^{\text{II}})} - \text{коэффициенты отражения плоской волны на границе}$$

раздела двух сред (знак "+" соответствует случаю падения волны на гиротропное полупространство, а "-" случаю, когда волна набегаёт на границу раздела из гиротропной среды).

$$k_y^{\text{II}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_\phi \mu_\perp - \epsilon \mu \sin^2 \theta}, \quad k_y = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon \mu \cos \theta}, \quad k_x^{\text{II}} = k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon \mu \sin \theta},$$

ϵ_ϕ – диэлектрическая проницаемость феррита, $\mu_\perp = \mu_T - \alpha^2 / \mu_T$, ϵ, μ – параметры внешней среды.

Как видно, эти коэффициенты отражения различаются знаком при параметре гиротропии α . Если $\alpha \rightarrow 0$, то коэффициенты R^+ и R^- совпадают, как и в случае магнитодиэлектрика [2].

Прошедшее поле определяется аналогично (6), где вместо коэффициента отражения необходимо использовать угловую зависимость коэффициента прохождения $T(\theta)$, который связан с $R(\theta)$ соотношением:

$$T(\theta) = R(\theta) + 1. \quad (8)$$

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из предыдущего, данный метод применим для любой структуры падающего поля. В качестве примера численный анализ проведен для гауссового волнового пучка и различных параметров гиромангнитного слоя и пучка (2-6). На рис. 2 представлена угловая зависимость модуля коэффициента отражения плоской волны и Фурье-образ падающего пучка. Этот случай соответствует таким значениям параметров среды и пучка: $\alpha=1.9$, $\mu_r=2$, $\epsilon=4$, $d/\lambda=3/5$, $w=5\lambda$, а пучок падает под углом $\theta=39.5^\circ$, соответствующим углу Брюстера. Пространственное распределение поля для различных значений расстояния от поверхности слоя представлено на рис. 3 (пунктиром изображено распределение амплитуды поля исходного пучка в поперечном сечении x , а сплошными линиями пространственное распределение, соответствующее различным расстояниям от слоя y). Из рисунка видно, что наблюдаются сильные искажения в распределении поля пучка. Исходный пучок испытывает при отражении расщепление на 2 пучка. Максимум амплитуды каждого из пучков смещен относительно геометрической оси отражения. При удалении от слоя смещение растет по нелинейному закону. Более того, вблизи слоя (ближнее поле) один максимум превалирует над другим, а в дальнем – наоборот. Такое расщепление поля обусловлено сложной зависимостью модуля и фазы коэффициента отражения в пределах Фурье-образа пучка.

Смещение оси пучка вызвано в основном резким изменением фазы коэффициента отражения, производная которой в области максимума пучка имеет заметную величину. Как известно [2], именно угловая зависимость фазы коэффициента отражения и определяет смещение максимума пучка. Детальный анализ показывает, что в случае ферритового слоя смещение больше, чем в случае магнетодиэлектрика, а искажение поля более существенно. Это связано с большей крутизной угловой зависимости фазы коэффициента отражения от ферритового слоя.

Представляется важным установить особенности отражения пучка, падающего на ферритовый слой, когда значение $\mu_\perp < 0$. Угловая зависимость коэффициента отражения представлена на рис. 4 для $\alpha=2.05$ (кривая 1), $\alpha=2.1$ и $\alpha=2.15$ (кривые 2 и 3), $\mu_r=2$, $\epsilon=4$ и $d/\lambda=1/6$. Для объяснения такой зависимости обратимся к выражению для коэффициента отражения парциальной плоской волны (7)-(8). Для отрицательных значений $\mu_\perp$, как следует из (9), волна не может распространяться в слое – она является неоднородной и затухает. Слой ведет себя как запределный слой в свободном пространстве по аналогии с запределным волноводом. Аналогичная ситуация может наблюдаться и для плазменных слоев для другой поляризации.

Ясно, что существует резонансная толщина слоя, для соответствующего угла

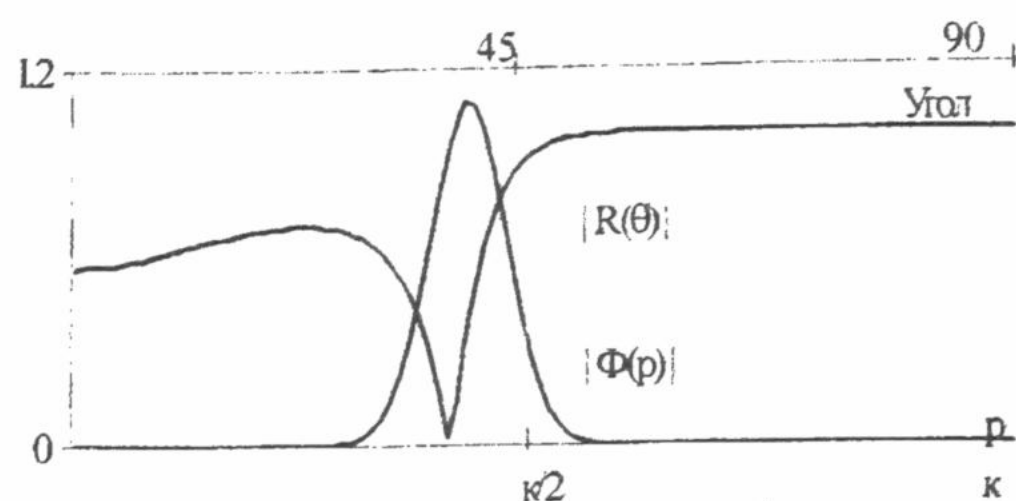


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента отражения от параметра p и Фурье-образ падающего пучка.

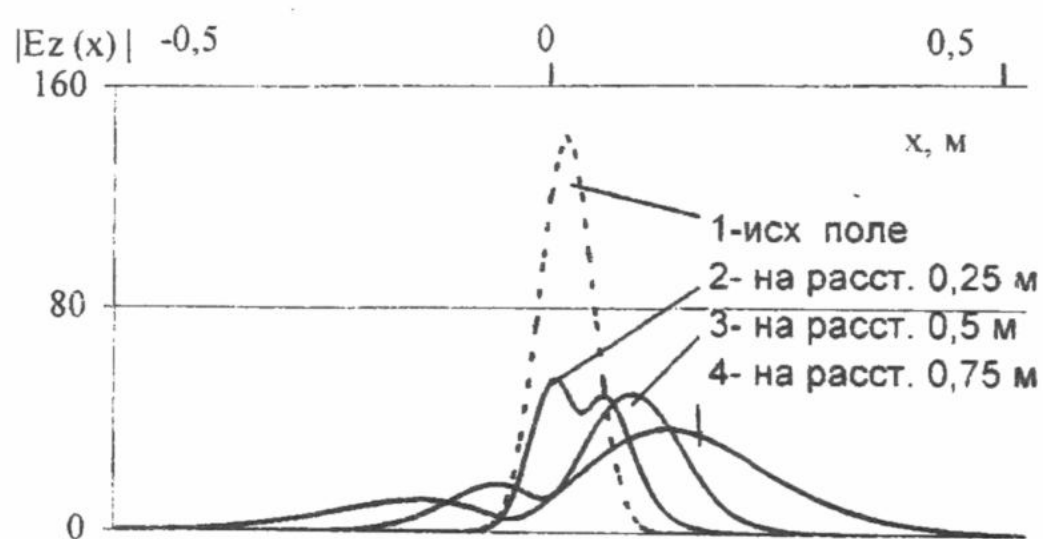


Рис. 3. Пространственное распределение поля в сечениях отраженного пучка.

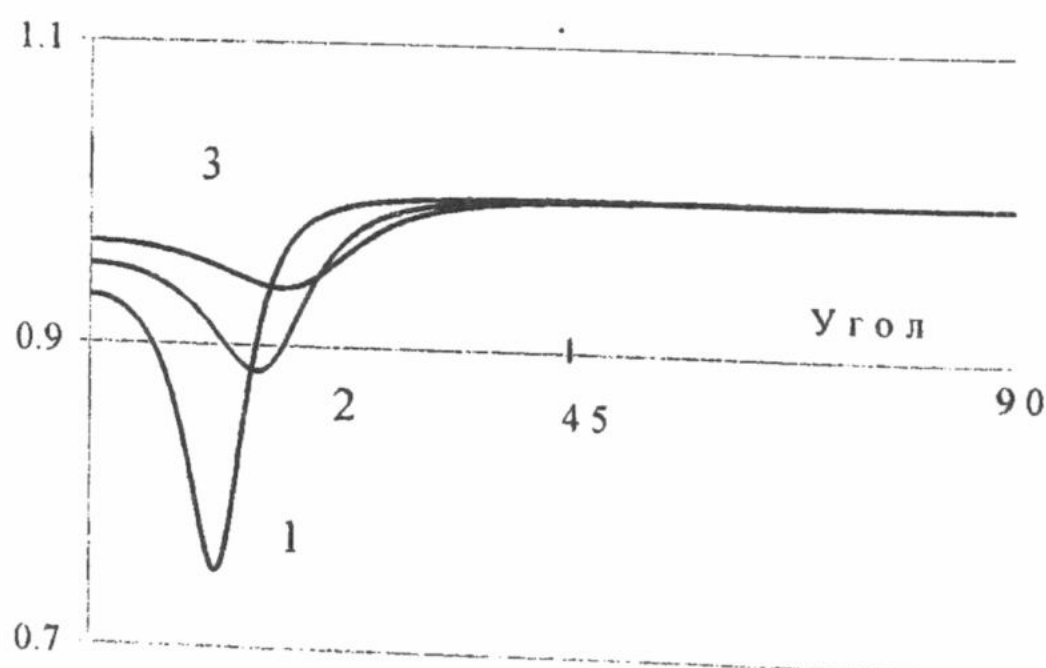


Рис. 4. Угловая зависимость модуля коэффициента отражения плоской волны при $\mu_\perp < 0$.

падения, при которой коэффициент отражения минимален. При этой толщине энергия просачиваемой волны максимальна. Чем больше толщина слоя, тем больше поле затухает в нем и тем меньше коэффициент отражения.

Структура отраженного поля (рис.5) отличается от исходного пучка, только форма его искажается, а максимум амплитуды смещается

Выше представленные результаты относятся к случаю узких пучков ($w=5\lambda$).⁴ Для установления влияния ширины пучка w на форму отраженного поля были проведены расчеты для различных значений ширины пучка (рис.6). Как следует из соотношения Гейзенберга, чем шире волновой пучок в пространственном представлении, тем уже он в спектральном представлении, а это приводит к тому, что в спектральном представлении амплитуда пучка резко меняется (при падении вблизи углов Брюстера). Пространственное распределение поля в этом случае подтверждает этот вывод. В данном случае существенно влияет на распределение амплитуды отраженного поля модуль коэффициента отражения.

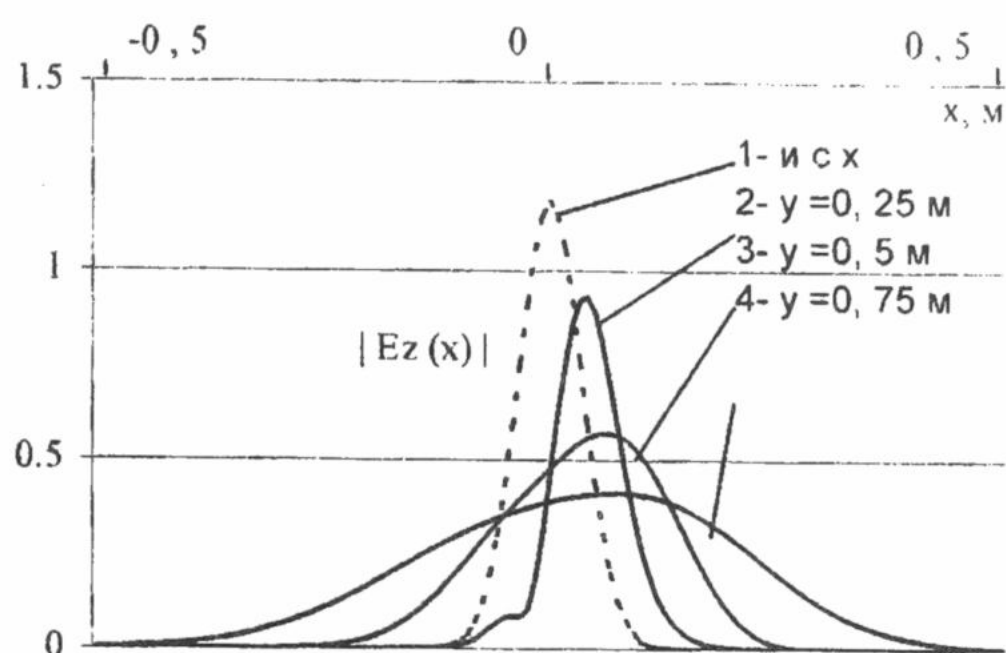


Рис. 5. Пространственное распределение поля в сечении отраженного пучка при $\mu_{\perp} < 0$.

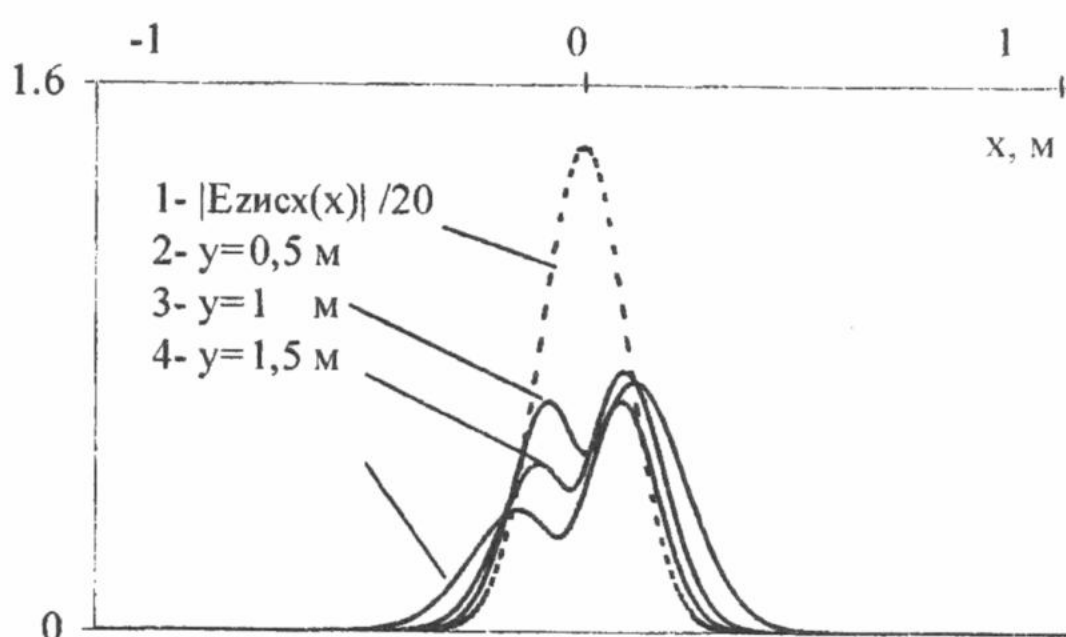


Рис. 6. Пространственное распределение поля в сечении отраженного широкого пучка ($w=25\lambda$).

ВЫВОДЫ

Спектральным методом решена задача рассеяния ограниченного в пространстве поля на ферритовом слое с подмагничиванием. Найдено в аналитическом виде выражение коэффициента отражения плоской волны, падающей под произвольным углом на такой слой. Установлено расщепление пучка, падающего под углами, близкими к резонансным, на два, как в случае магнитоэлектрика, так и в случае феррита. Для случая $\mu_{\perp} < 0$ коэффициент отражения плоской волны имеет резко выраженный минимум по углу. Чем тоньше слой и больше длина волны, тем меньшее значение принимает коэффициент отражения.

Численно установлено, что смещение максимума пучка от оптической оси отражения для ферритового слоя превосходит аналогичное значение для магнитоэлектрика. Такое проявление связано с более резким изменением фазы коэффициента отражения с изменением угла в присутствии гиромангнитной среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Goos and H. Hänchen, Ann. Phys.(Leipzig) I, 333-346 (1947)
2. R.P. Riesz and R. Simon, "Reflection of a gaussian beam from a dielectric slab", J.Opt.Soc.Am. Vol.2, No.11, (1985)
3. Л.М. Бреховских, «Волны в слоистых средах», М.: АН СССР, 1957
4. S. Kasaki and H. Sakurai, "Characteristics of a Gaussian beam at a dielectric interface", J. Opt. Soc. Am. 68, 608-514 (1978)

АНАЛИЗ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ РАСКРЫВА ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОГО ВОЛНОВОДА МЕТОДОМ РАВНОМЕРНОЙ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ.

А.А. Звягинцев, Т.Н. Демченко, С.П. Фомушкин.

Харьковский государственный университет, Харьков, пл. Свободы 4.

Поступила в редакцию 1 октября 1999 г.

В данной работе решена задача дифракции электромагнитного поля на раскрыве плоскопараллельного волновода в рамках равномерной асимптотической теории / РАТ /. Задача сводится к решению модельной задачи дифракции между двумя идеально проводящими полуплоскостями. Найдено решение, которое справедливо как вдали, так и вблизи границ света и тени падающего и отраженного полей. Вдали оно переходит в решение геометрической теории дифракции / ГТД /. Однако оно не определено возле кромок и других каустик.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: раскрыв волновода, РАТ, дифракция на раскрыве, дифракционное поле.

Геометрическая теория дифракции / ГТД / является эффективным методом анализа и расчета распределения, излучения и рассеяния волновых полей. Ее область применения весьма широка: техника антенн и трактов СВЧ, миллиметрового и инфракрасного диапазонов, а также проблемы распространения и рассеяния волн в неоднородных средах и на телах сложной формы. Хотя ГТД строится как асимптотическая теория, применяемая в тех случаях, когда характерный размер задачи на много больше длины волны λ , опыт расчетов по ГТД показывает, что она дает надежные результаты вплоть до значения a порядка λ [1].

Форма в которой отыскивается решение в ГТД – это асимптотическое разложение уравнений Максвелла при $k \rightarrow \infty$. Алгоритм ГТД позволяет найти главный, а иногда и несколько последующих членов этого разложения. Однако, с прикладной точки зрения, наиболее серьезным ограничением является утверждение ГТД, что поле бесконечно на теневых границах исходного и отраженного полей /обозначим $SB^{i,r}$ /. Эта трудность возникает в следствие наличия пограничного слоя в асимптотическом решении дифференциального уравнения [2].

Для преодоления затруднений, связанных с теневыми границами при $SB^{i,r}$, был разработан метод, называемый равномерная асимптотическая теория дифракции на границах / РАТ /. Отталкиваясь от постулированного выражения для ГО поля, включающего интеграл Френеля, РАТ дает единственное выражение, верное при пересечении границы $SB^{i,r}$, избегая, таким образом, трудностей, связанных с наличием нескольких выражений для поля, присущих методу пограничного слоя [3].

Отталкиваясь от постановки задачи, мы решили две модельные задачи дифракции: на полуплоскости и щели между двумя полуплоскостями. Нетрудно заметить, что задача дифракции на раскрыве плоскопараллельного волновода сводится к задаче дифракции на щели.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Геометрия плоскопараллельного волновода изображена на рис.1. Σ_1 и Σ_2 – две идеально проводящие полуплоскости параллельные друг другу. Расстояние между ними равняется $2a$. Одинокная мода, распространяющаяся в волноводе, падает на апертуру с $z = \infty$ и имеет форму:

$$\text{ТМ: } H_y^n(x, z) = 2 \cos(\xi_n(x + a)) \exp(i\beta_n z), n = 0, 1, 2, \dots; \quad (1)$$

$$\text{ТЕ: } E_y^n(x, z) = 2 \cos(\xi_n(x + a)) \exp(i\beta_n z), n = 1, 2, 3, \dots, \quad (2)$$

где $\xi_n = n\pi/2a$ – поперечное волновое число, $\beta_n = (\kappa^2 - \xi_n^2)^{1/2}$ – продольное волновое число.

Падающее поле может быть разложено на эти две волновые компоненты плоскости и, с помощью и и т, обе поляризации падающего поля могут быть представлены как:

$$u^i = u_+^i + u_-^i; \quad (3)$$

$$u_+^i = \exp i(\xi_n(x + a) + \beta_n z); \quad (4)$$

$$u_-^i = \tau \exp i(-\xi_n(x+a) + \beta_n z) \quad (5).$$

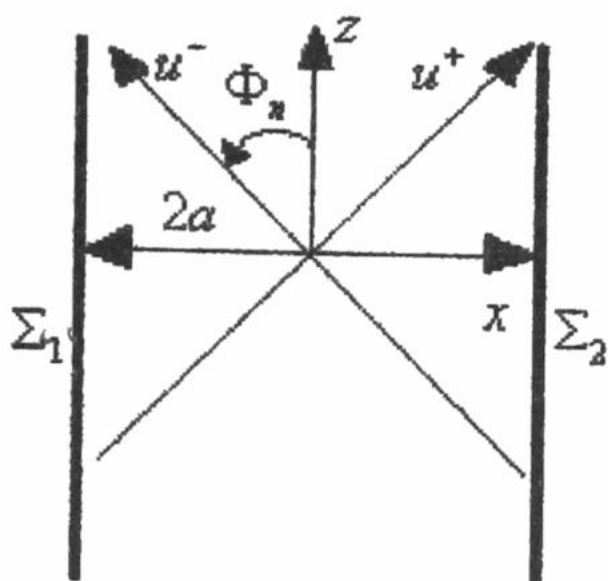


Рис.1 Геометрия плоскопараллельного волновода.

По-другому, u_+^i (u_-^i) представляет собой плоскую волну, распространяющуюся под углом Φ_n ($-\Phi_n$) по отношению к оси z :

$$\Phi_n = \sin^{-1}(n\pi/2k\alpha) \quad (6).$$

Заметим, что u_-^i — представляет собой падающее поле для ребра W_1 , в то время как u_+^i — относится к полю, отражённому от W_1 . Для второго ребра W_2 роли u_+^i (u_-^i) меняются.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

А. Модельная задача дифракции на полуплоскости. Пускай на идеальную бесконечную полуплоскость падает излучение. Найдём высокочастотное асимптотическое решение для полного поля u^i в точке наблюдения O . Геометрически мы имеем два луча в точке наблюдения: падающий луч источника SO и дифракционный луч OO' (смотрите Рис.2).

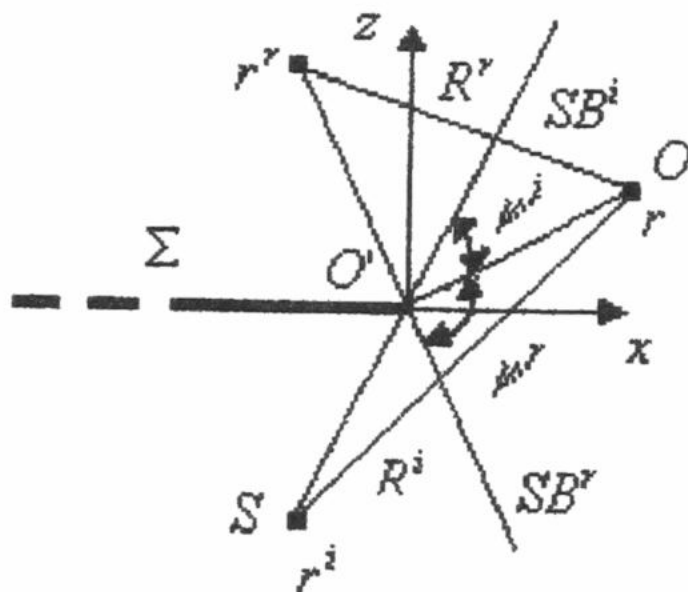


Рис.2 Лучевая картина полей при дифракции на полуплоскости.

Падающее поле записываем в виде:

$$u^i(r) = \left(r^i / R^i \right) \exp[ik(R^i - r^i)], \quad (7)$$

где r^i — расстояние от источника до кромки полуплоскости, R^i — расстояние от источника до точки наблюдения, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны. На основании результатов, полученных в [4], отражённое поле записывается в виде:

$$u^r(r) = \left(r^r / R^r \right) \exp[ik(R^r - r^r)], \quad (8)$$

созданное мнимым источником, расположенным в точке r^r ; где r^r — расстояние от мнимого источника до кромки полуплоскости, R^r — расстояние от мнимого источника до точки наблюдения.

Полное поле U^i , согласно законам ГТД [1], имеет вид:

$$u^i(r) = u^g(r) + u^d(r) \quad (9),$$

где U^g — геометрикооптическое поле, которое согласно законам ГО [4] имеет вид:

$$u^g(r) = \theta(-\varepsilon^i) \cdot u^i + \theta(-\varepsilon^r) \cdot u^r, \quad (10)$$

где $\Theta(-\varepsilon)$ – функция Хевисайда; $\Theta(-\varepsilon)=1$, при $\varepsilon<0$ и $\Theta(-\varepsilon)=0$, при $\varepsilon>0$; ε – индикатор тени $\varepsilon^i(\varepsilon^r)=-1$ в освещённой области и $\varepsilon^i(\varepsilon^r)=+1$ в теневой области.

U^d – слагаемое, предложенное Келлером для описания дифракционного излучения [5]:

$$u^d(r) = g(kr) [\chi(\psi^i) + \tau\chi(\psi^r)] \cdot u^i(x=0, z=0), \quad (11)$$

где $\psi^{i,r}$ – углы между границами свет-тень и прямой, проведённой от кромки полуплоскости в точку наблюдения;

$$\psi^i = \theta - (\theta^i - \pi), \psi^r = 2\pi - \theta^i - \theta \text{ (смотрите Рис.3); } g(kr) = \frac{1}{\sqrt{8\pi kr}} \cdot \exp\left[i\left(kr + \frac{\pi}{4}\right)\right] -$$

множитель цилиндрической волны, $\chi(\psi^{i,r}) = \operatorname{cosec}\left(\frac{1}{2}\psi^{i,r}\right)$ – коэффициент дифракции для бесконечно тонкого экрана [2].

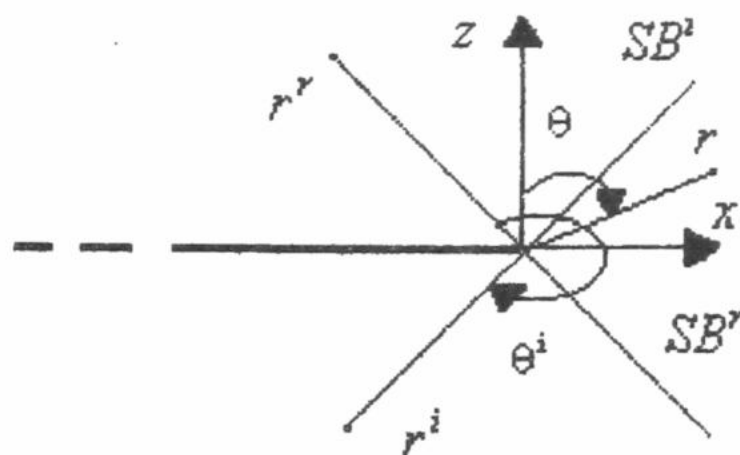


Рис.3 Представление $\psi^{i,r}$ через углы θ и θ^i .

Предложенное решение (9) является верным вдали от SB^i , SB^r , а приближаясь к ним стремится к бесконечности. Для избежания этих трудностей воспользуемся РАТ, которая уточняет решение (9) на границах:

$$u^t = u^g + u^d, \quad (12)$$

где U^d – решение ГТД (11), а U^g – геометрооптическое поле, которое представлено в асимптотическом виде, согласно РАТ:

$$u^g(r) = \left[F(\xi^i) - \hat{F}(\xi^i) - 1 \right] \cdot u^i(r) + \left[F(\xi^r) - \hat{F}(\xi^r) \right] \cdot u^r(r), \quad (13)$$

где $F(\xi) = \frac{\exp(i\pi/4)}{\sqrt{\pi}} \int_{\xi}^{\infty} \exp(ix^2) dx$ – интеграл Френеля;

$$\hat{F}(\xi) = \frac{\exp\left[i\left(\xi^2 + \frac{\pi}{4}\right)\right]}{2\pi\xi} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \Gamma\left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot (i\xi^2)^{-n} - \text{асимптотический ряд;}$$

$\xi^{i,r} = \sqrt{2kr} \sin\left(\frac{1}{2}\psi^{i,r}\right)$ – параметр обхода, связанный с длинным путём вокруг полуплоскости.

Это решение (12) верно как вдали, так и вблизи SB^i и SB^r .

Б. Дифракция на щели. Рассмотрим апертуру, образованную двумя проводящими полуплоскостями, которые облучаются исходным полем U^i . Нам необходимо определить высокочастотное асимптотическое решение для полного поля U^t в точке наблюдения. Геометрически мы имеем три луча, которые образуются источником и сходятся в точке наблюдения: прямой луч и два дифракционных (смотрите Рис.4). Поскольку щель образована двумя полуплоскостями, то U^t для неё можно получить, сложив (12) для каждой полуплоскости.

Решение для поля, излучаемого из щели, используя (12), будет иметь вид:

$$u^t = u^g + u^d; \quad (14)$$

$$u^g = \left[F(\xi_1^i) - \hat{F}(\xi_1^i) + F(\xi_2^i) - \hat{F}(\xi_2^i) - 1 \right] u^i(r) + \left[F(\xi_1^r) - \hat{F}(\xi_1^r) + F(\xi_2^r) - \hat{F}(\xi_2^r) \right] u^r(r) \quad (15)$$

Индексы 1,2 относятся соответственно к первой и второй полуплоскости, где:

$$\xi_{1,2}^i = \sqrt{2kr_{1,2}} \sin\left(\frac{1}{2}\psi_{1,2}^i\right), \xi_{1,2}^r = \sqrt{2kr_{1,2}} \sin\left(\frac{1}{2}\psi_{1,2}^r\right), \psi_{1,2}^i = \theta_{1,2} + \pi - \theta_{1,2}^i, \psi_{1,2}^r = \theta_{1,2} - \pi + \theta_{1,2}^i,$$

$$u^d = g(kr_1)[\chi(\psi_1^i) + \tau\chi(\psi_1^r)] \cdot u^i(x = -a, z = 0) + g(kr_2)[\chi(\psi_2^i) + \tau\chi(\psi_2^r)] \cdot u^i(x = a, z = 0), \quad (16)$$

где $F(\xi)$, $\hat{F}(\xi)$, $g(kr)$, $\chi(\psi)$, U^i , U^r были определены ранее.

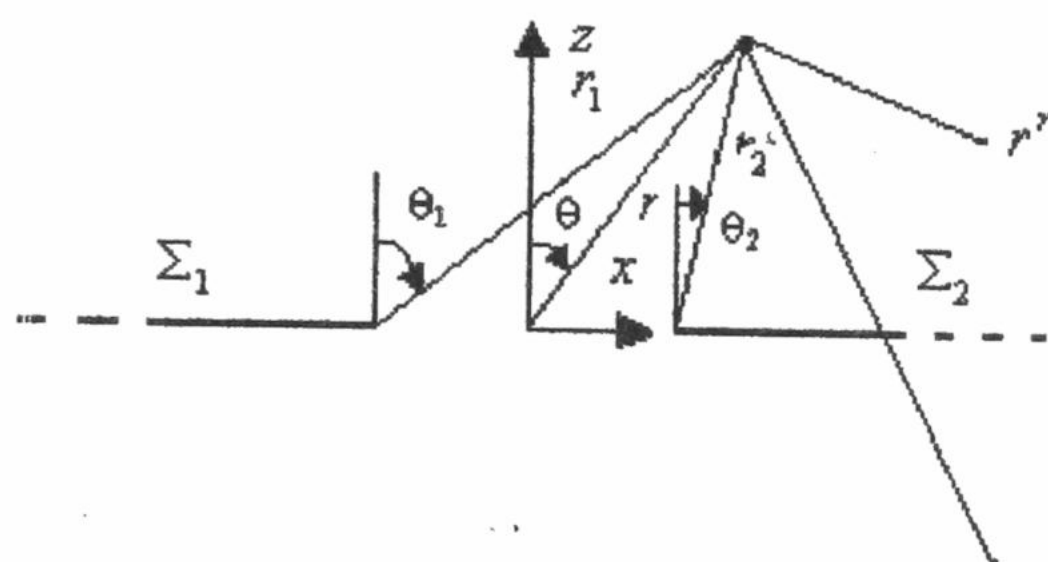


Рис. 4 Координаты точки наблюдения.

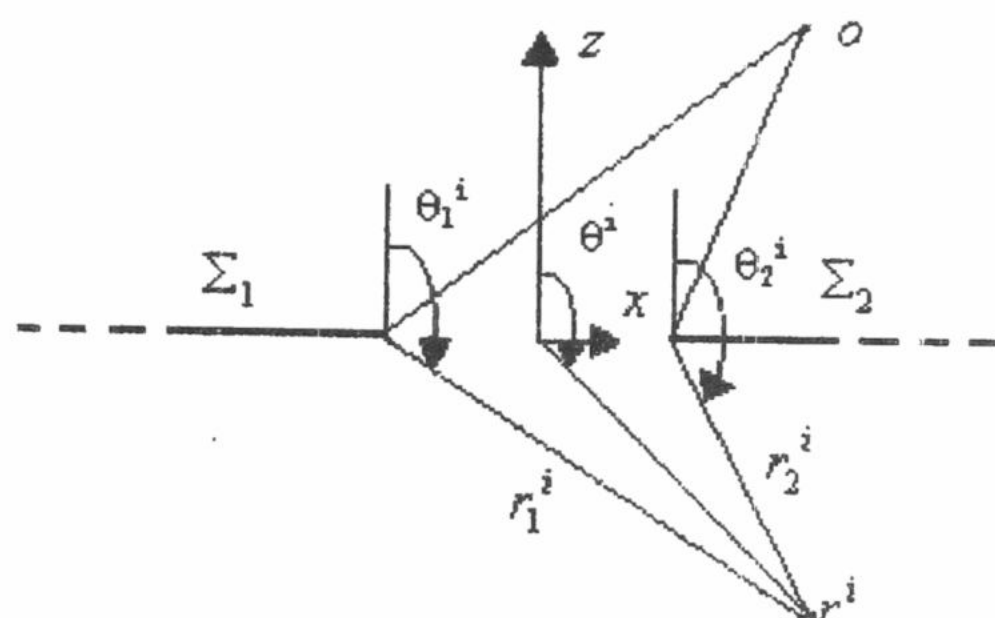


Рис. 5 Координаты источника.

В. Решение для поля, излучаемого апертурой плоскопараллельного волновода. Если сравнить выражение для поля в дальней зоне волновода [6] и общее выражение для поля в дальней зоне для щели (14), видно, что удобна альтернативная точка зрения на решение поставленной задачи: направляющие можно представить щелью в поглощающем экране, на который падает две плоские волны U_+ и U_- (смотрите Рис. 6).

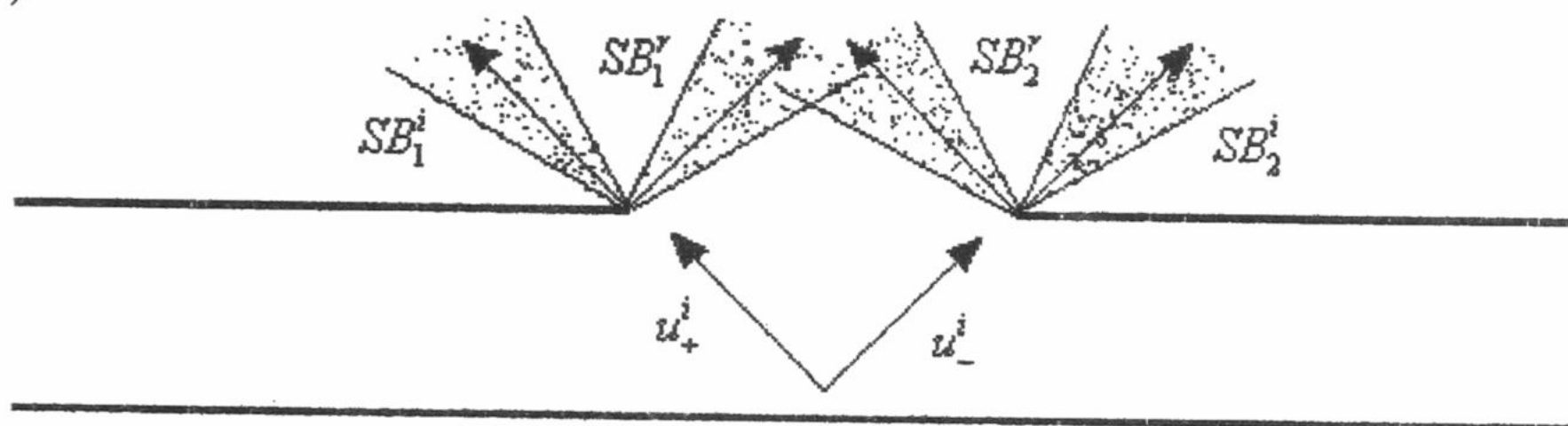


Рис. 6 Представление волновода щелью в поглощающем экране.

Следовательно, с помощью формул (14 – 16), можно получить поле, создаваемое открытым концом волновода, используя U_+^i и U_-^i из постановки задачи:

$$u^i \leftrightarrow u_+^i \quad u^r \leftrightarrow u_-^i$$

$$u_+^i(r, \theta) = \exp i \left[kr \cos(\theta - \Phi_n) + \frac{n\pi}{2} \right]; \quad (17)$$

$$u_-^i(r, \theta) = \tau \exp i \left[kr \cos(\theta + \Phi_n) - \frac{n\pi}{2} \right], \quad (18)$$

где $\psi_{1,2}^i = \mp \theta_{1,2} - \Phi_n$, $\psi_{1,2}^r = \mp \theta_{1,2} + \Phi_n$, n - номер

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рисунки 4,5,6 содержат в себе зависимости полного поля, вычисленного с помощью РАТ, и дифракционного поля, вычисленного с помощью ГТД, от угла θ и расстояния до точки наблюдения r . Ширина волновода выбирается с учётом числа мод, распространяющихся в дальнюю зону. В качестве падающей на апертуру волны выбирается $TEM(n=0, \tau=1)$. Главный лепесток диаграммы направленности /ДН/ находится в $\theta=0$. Основной вклад в её формирование даёт геометрическое поле, т.е. основная мода падающего поля. В пределах основного лепестка не наблюдается существенных отличий РАТ- и ГТД-полей. Форму главного лепестка можно изменять посредством изменения размеров плоскопараллельного волновода. В формировании боковых лепестков ДН принимают участие моды

более высших порядков рассеянного от кромок поля. Как видно из рисунков при увеличении r боковой лепесток распадается на множество максимумов. Это объясняется тем, что на больших r сказывается разность фаз мод рассеянного на апертуре волновода поля. В пределах боковых лепестков наблюдается существенное различие РАТ- и ГТД- поля. РАТ улучшает ГТД в этом направлении. Было бы полезно рассмотреть ДН, которые образуются при падении на апертуру волновода мод более высших порядков по отношению к основной.

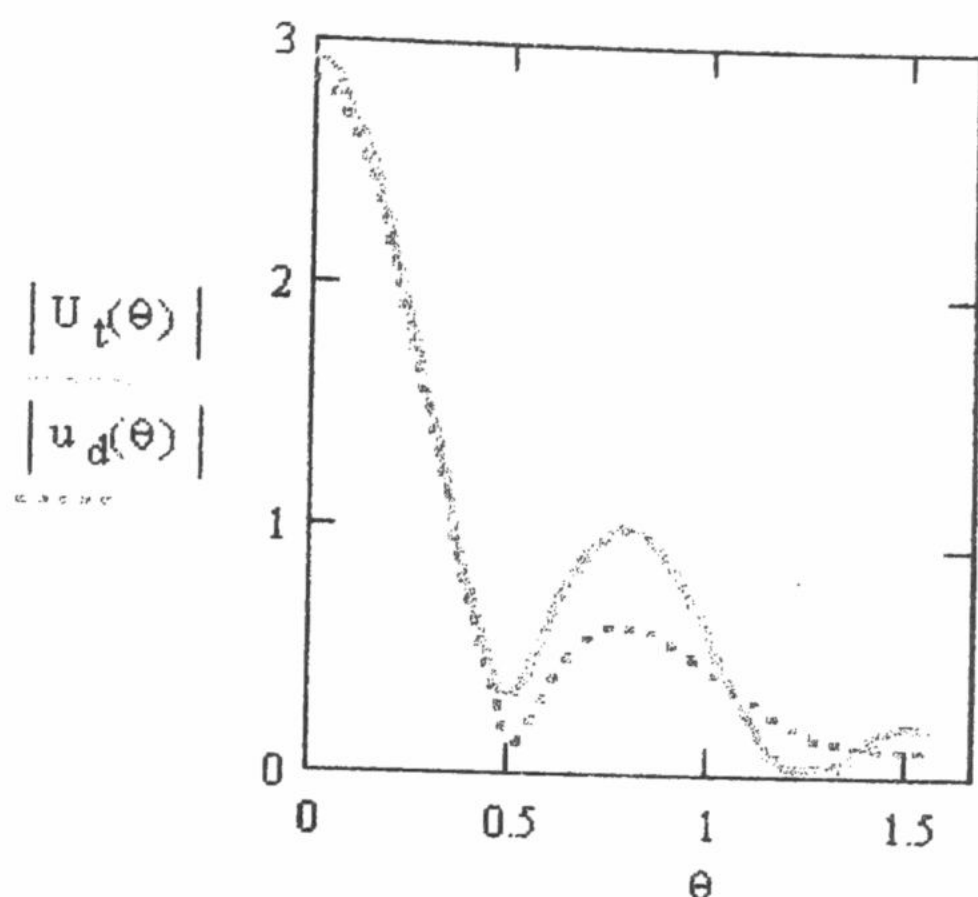


Рис.4 Зависимость поля РАТ и ГТД от θ ($n=0$, $\tau=1$, $r=2a$)

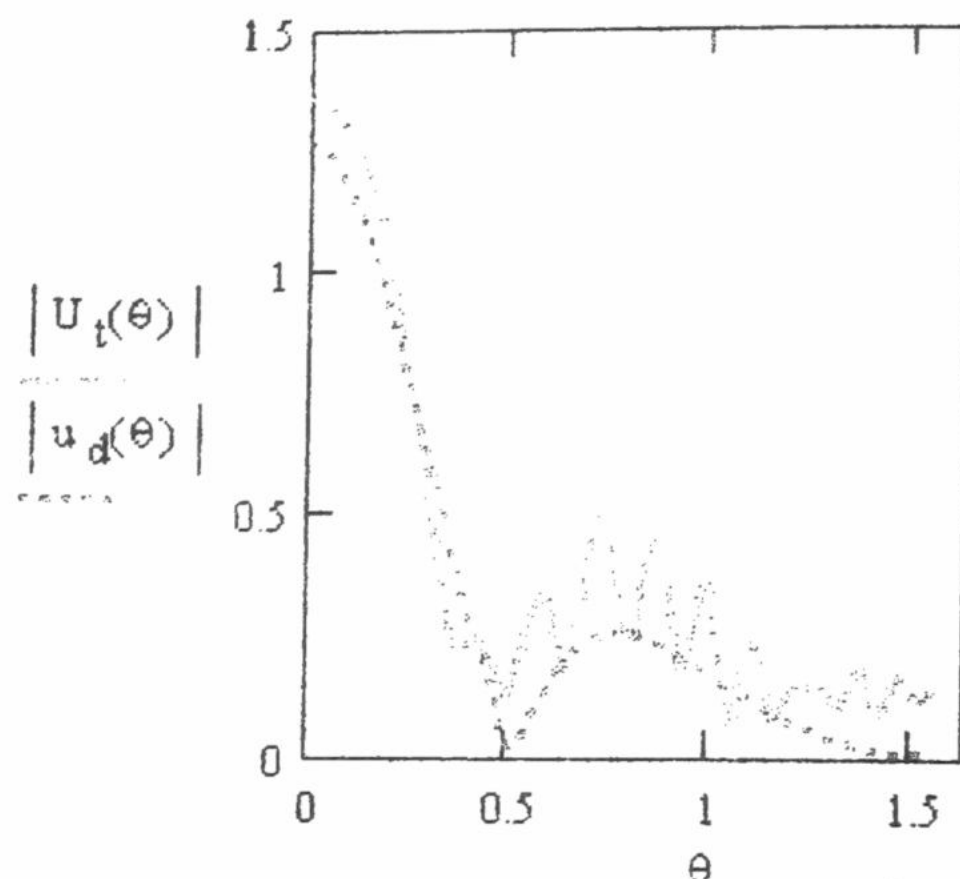


Рис.5 Зависимость поля РАТ и ГТД от θ ($n=0$, $\tau=1$, $r=10a$)

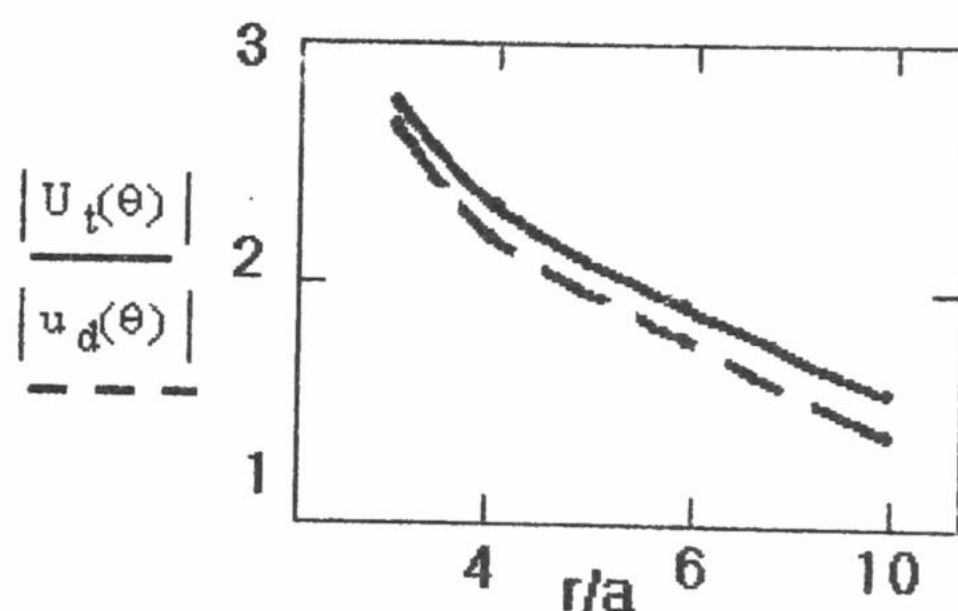


Рис.6 Зависимость поля РАТ и ГТД от r/a ($\theta=0.01$, $n=0$, $\tau=1$)

ВЫВОДЫ

В работе мы попытались определить полное поле при дифракции электромагнитного поля на апертуре плоскопараллельного волновода с помощью РАТ до порядка $k^{-1/2}$. Решение для полного поля определено уравнением (14). Оно верно всюду, кроме как возле края и прочих каустик. Вдали от теневых границ это решение переходит в результаты ГТД. Полное подтверждение теории невозможно до тех пор, пока не получено строгое асимптотическое решение модельных задач. Решения представлены с помощью специальных асимптотических последовательностей с использованием интеграла Френеля. Это решение верно вблизи теневых границ. Приближение можно представить как добавление переходного поля к ГТД-решению. Для случая, когда дифракция происходит на краю тонкого экрана РАТ улучшает результаты ГТД. РАТ хорошо уточняет ГТД решение на границе, где оно, согласно ГТД, разрывное. С помощью РАТ осуществляется систематический подход к вычислению всех членов, порядок которых выше $k^{-1/2}$ (по отношению к падающему). РАТ не даёт положительных результатов на каустиках, где оно предсказывает бесконечно большие поля.

Таким образом, РАТ позволяет путём использования решения модельных задач, моделировать поля, создаваемые более сложными объектами и быстро и эффективно вычислять их с помощью ЭВМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.А. Боровиков, Б.Е. Кинбер «Геометрическая теория дифракции», Москва, Связь, 1978, 248 с.
2. J.B. Keller «Diffraction by aperture» J. Appl. Phys., 1957, v. 28, № 4, p. 570 – 579.
3. R.G. Koumjian, P.G. Pathak «Uniform geometrical diffraction for an edge in a perfectly conducting surface», IEEE, 1974, v. 62, № 11, p. 1448 – 1461.
4. Н. Борн, Э. Вольф « Основы оптики», Москва, Наука, 1972, 855 с.
5. Г. Деппамп « Лучевые методы в теории электромагнетизма», ТИИЭР, № 5, 1972, с. 5 – 20.
6. Г.Н. Кочержевский « Антенные устройства», Москва, Связь, 1972, 470 с.

АНАЛИЗ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ИМПЕДАНСНОЙ ПОЛУПЛОСКОСТИ МЕТОДОМ РАВНОМЕРНОЙ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ.

А.А.Звягинцев, А.И.Иванов, Т.Н.Демченко

Харьковский государственный университет,
310077, Украина, г. Харьков, площадь Свободы, 4.

Поступила в редакцию 12 октября 1999 г.

В данной работе рассматривается задача о дифракции волн на импедансной полуплоскости. Представлены теоретические результаты рассеяния плоской и цилиндрической волны, полученные в рамках геометрической теории дифракции (ГТД) и равномерной асимптотической теории (РАТ). Проводится сравнение этих результатов как между собой, так и с результатами других асимптотических методов. Обсуждается влияние импеданса на рассеяное поле. Приводятся графики рассеянного поля при различном удалении от края полуплоскости а также при различных импедансах.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: импедансная полуплоскость, РАТ, дифракция на полуплоскости, дифракционное поле.

Исследование и синтез современных устройств СВЧ невозможны сейчас без рассмотрения дифракции электромагнитных волн. В то же время теоретический анализ этого явления сопряжён с большими трудностями, связанными с решением уравнения Гельмгольца. Поэтому для приближенных решений задач дифракции коротких волн часто пользуются геометрической оптикой (ГО). Однако ГО даёт большие погрешности. Компромиссный подход к дифракции, постулирующий образование новых ГО-полей там, где обычное ГО-поле терпит разрыв, получил название "Геометрическая Теория Дифракции" (ГТД). Однако и этот метод даёт большую погрешность в окрестности каустик, фокальных линий и фокусов, т.к. здесь не выполняется предположение ГО о наличии "почти плоской" волны. В таких местах для определения поля необходимо пользоваться другими асимптотическими методами, в частности равномерной асимптотической теорией (РАТ).

ГТД и РАТ обладают существенным преимуществом перед классическими методами решения задач дифракции - они позволяют использовать решения для простейших рассеивающих тел в более сложных задачах. Поэтому, решив небольшой набор т.н. модельных задач, можно затем решать задачи с практически любым рассеивателем, применяя, например, метод последовательных дифракций или метод самосогласованного поля.

В настоящее время многие из модельных задач решены для граничных условий (ГУ) Дирихле или Неймана. Однако для учета конечной проводимости тел, различных покрытий и т.д., необходимо иметь набор таких задач для импедансного ГУ:

$$\frac{\partial U}{\partial \bar{n}} + ikZU = 0.$$

В данной работе рассматривается задача о падении плоской или цилиндрической волны на импедансную полуплоскость в рамках ГТД и РАТ.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

а). Падение плоской волны.

Плоская волна падает на полуплоскость $\varphi = 0$ под углом φ_0 (рис. 1). При этом ГО-лучи падающей волны не проникают в область углов $\varphi > \pi + \varphi_0$, а ГО-лучи отражённой волны - в область углов $\varphi > \pi - \varphi_0$.

б). Падение цилиндрической волны.

Цилиндрическая волна с источником в точке (r_0, φ_0) падает на полуплоскость $\varphi = 0$ (рис. 2). При этом также ГО-лучи падающей волны не проникают в область углов $\varphi > \pi + \varphi_0$, а ГО-лучи отражённой волны - в область углов $\varphi > \pi - \varphi_0$.

На рис. 1,2 стрелками обозначены ГО лучи падающей, отражённой и краевой волны; окружностью-фронт краевой волны. Границы тени G и $\bar{G}$ для падающего и отражённого полуплоскостью излучения разбивают физическое пространство на три области: 1, 2, 3. Области 1 и 2 освещены, область 3 является областью геометрической тени.

Необходимо найти скалярное поле U , удовлетворяющее уравнению Гельмгольца а также импедансным граничным условиям на полуплоскости. Предполагается, что произведение волнового числа k на расстояние от края полуплоскости до точки наблюдения r существенно больше единицы. Это условие позволяет применять асимптотические методы. Под скалярным полем U в случае электродинамической задачи понимается одна из компонент вектора напряжённости электрического или магнитного поля в зависимости от конкретной задачи. Известно, что практически все волны в плоском случае можно представить в виде совокупности E - и H - волн, для которых необходимости решать векторную задачу нет. Поэтому векторная задача в данной статье не рассматривается.

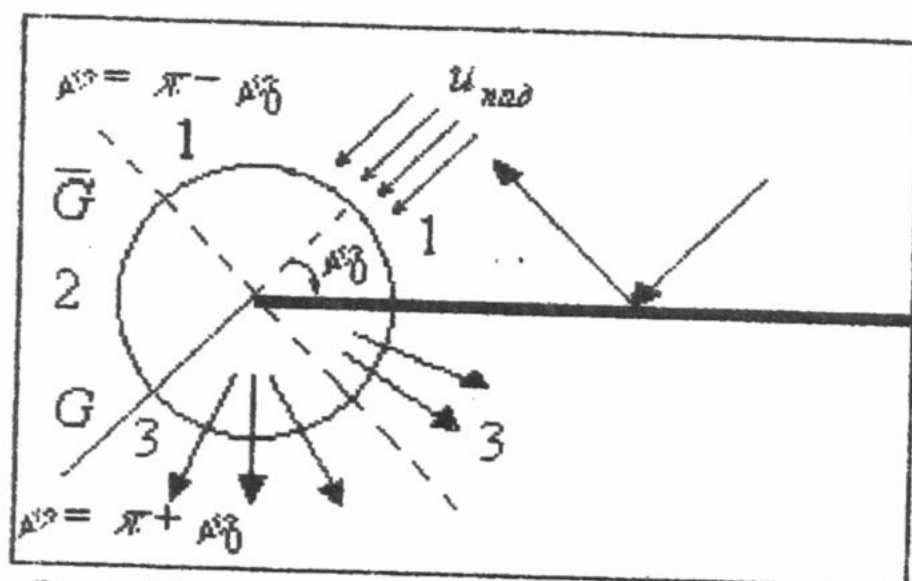


Рис. 1. Постановка задачи для плоской волны.

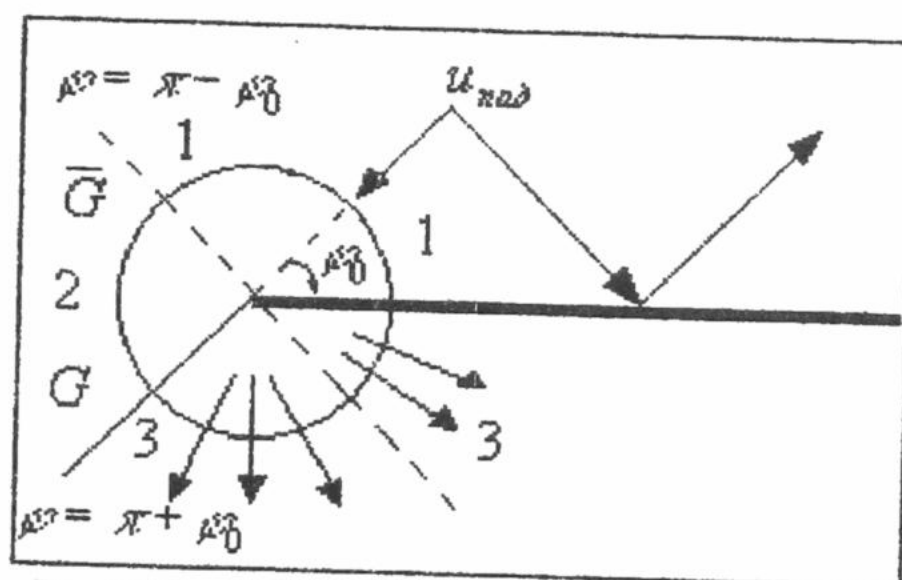


Рис. 2. Постановка задачи для цилиндрической волны.

МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

ГТД-поле ищется в виде:

$$U = U_{nad}(r, \varphi) * \sigma(\pi + \varphi_0 - \varphi) + U_{omp}(r, \varphi) * \sigma(\pi - \varphi_0 - \varphi) + U_{kp}(r, \varphi), \quad (1)$$

где $\sigma(x)$ – функция-ступенька Хевисайда; U_{nad} – геометрооптическое (ГО) поле падающей волны; U_{omp} – ГО-поле отражённой волны; U_{kp} – поле краевой волны.

Для плоской падающей волны:

$$U_{nad} = A_0 e^{-ikr \cos(\varphi - \varphi_0)}; U_{omp} = A_1 e^{-ikr \cos(\varphi + \varphi_0)}; \quad (2)$$

$$U_{kp} \cong \frac{-e^{i(kr + \pi/4)}}{2\sqrt{2k\pi}} \left(\frac{A_0}{\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} + \frac{A_1}{\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right). \quad (3)$$

Для цилиндрической падающей волны:

$$U_{nad} = A_0 \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k\sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\varphi - \varphi_0)}); \quad (4,5)$$

$$U_{omp} = A_1 \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k\sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\varphi + \varphi_0)});$$

$$U_{kp} \cong \frac{-ie^{ik(r+r_0)}}{8\pi k^4 \sqrt{rr_0}} \left(\frac{A_0}{\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} + \frac{A_1}{\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right), \quad (6)$$

где $H_0^{(1)}(x)$ – функция Ганкеля 0-го рода 1-го порядка; A_0 – амплитуда падающей волны; A_1 – амплитуда отражённой волны, подлежащая определению из ГУ.

РАТ-поле вычисляется по формуле:

$$U = U_{nad}(r, \varphi) F(\sqrt{k(s_{kp} - s_{nad})}) + U_{omp}(r, \varphi) F(\sqrt{k(s_{kp} - s_{omp})}) + \sum_{n=0}^{\infty} C_n e^{iks_n}, \quad (7)$$

где $F(x)$ – интеграл Френеля; S_{kr}, S_{nao} – эйконалы краевой и падающей волн соответственно; C_n – подлежащие определению коэффициенты, непрерывные вблизи ГО границы свет-тень. Для случая плоской падающей волны $C_n \equiv 0$. При этом РАТ-решение совпадает с точным. Для случая цилиндрической падающей волны коэффициенты в данной работе находились методом "асимптотического сшивания", описанным в [1]. При этом использовалось выражение для краевой волны (6).

В этой работе не учитывались слагаемые в выражениях для краевой волны и РАТ-поля при степенях волнового числа, больших, чем $-1/2$. При этом вычислению подлежит лишь коэффициент C_0 .

В результате вычислений амплитуда отражённой волны приняла вид:

$$A_1 = A_0 \frac{a - ibZ}{a + ibZ}.$$

Для плоской волны коэффициенты a и b имеют вид:

$$a = F'[\sqrt{2kr} \cos(\varphi_0/2)] * \sin(\varphi_0/2) + ikr * \sin \varphi_0 * F[\sqrt{2kr} \cos(\varphi_0/2)] ; \quad (8)$$

$$b = kr * F[\sqrt{2kr} \cos(\varphi_0/2)] . \quad (9)$$

Для цилиндрической падающей волны:

$$a = \frac{r_0}{\rho} \sin \varphi_0 \left\{ (H_0^{(1)}(k\rho))' F[\sqrt{k(r+r_0-\rho)}] - \frac{H_0^{(1)}(k\rho) F'[\sqrt{k(r+r_0-\rho)}]}{2\sqrt{k(r+r_0-\rho)}} \right\} ; \quad (10)$$

$$b = H_0^{(1)}(k\rho) F[\sqrt{k(r+r_0-\rho)}] ; \quad (11)$$

$$\rho = \sqrt{r^2 + r_0^2 + 2rr_0 \cos \varphi_0}.$$

Для коэффициента C_0 выражение имеет следующий вид:

$$C_0 = \frac{i}{k} [A_0 E(\pi - \varphi + \varphi_0) + A_1 E(\pi - \varphi - \varphi_0)] ; \quad (12)$$

$$\text{где } E(\phi) = \frac{\sqrt{r_0 r} \sin(\phi/2)}{2\sqrt{2R\pi}(r+r_0+R)(\sqrt{r+r_0+R} + \sqrt{2R})} ;$$

$$R = \sqrt{r^2 + r_0^2 + 2rr_0 \cos \phi}.$$

РЕЗУЛЬТАТЫ

Формулы (1)-(12) позволяют рассчитывать поле в любой точке, исключая точки с углами $\varphi = \pi \pm \varphi_0$ для ГТД-решения и точку (r_0, φ_0) для обоих решений в случае цилиндрической волны. При этом импеданс Z может принимать любые комплексные значения.

Сопоставление полученных результатов с уже имеющимися решениями производилось при больших Z а также при $Z=0$. При этом решение для импедансной полуплоскости должно стремиться к решениям задач Дирихле и Неймана соответственно. Уже из вида амплитуды отраженной волны понятно, что при $Z \rightarrow \infty$ $A_1 = -A_0$, а при $Z = 0$ $A_1 = A_0$, то есть полученные решения точно совпадают с решениями ГТД и РАТ, описанными в [1] и [2].

Сравнение было проведено также с другими асимптотическими теориями, описанными в [3]. В частности, в [3] вычислялось рассеянное поле точечного изотропного источника вблизи границы свет-тень для падающей волны (см. в [3] fig.8). Описанное в данной работе решение практически точно совпадает с решениями в рамках других методов.

На рис. 3 показана зависимость амплитуды рассеянного поля от угла:

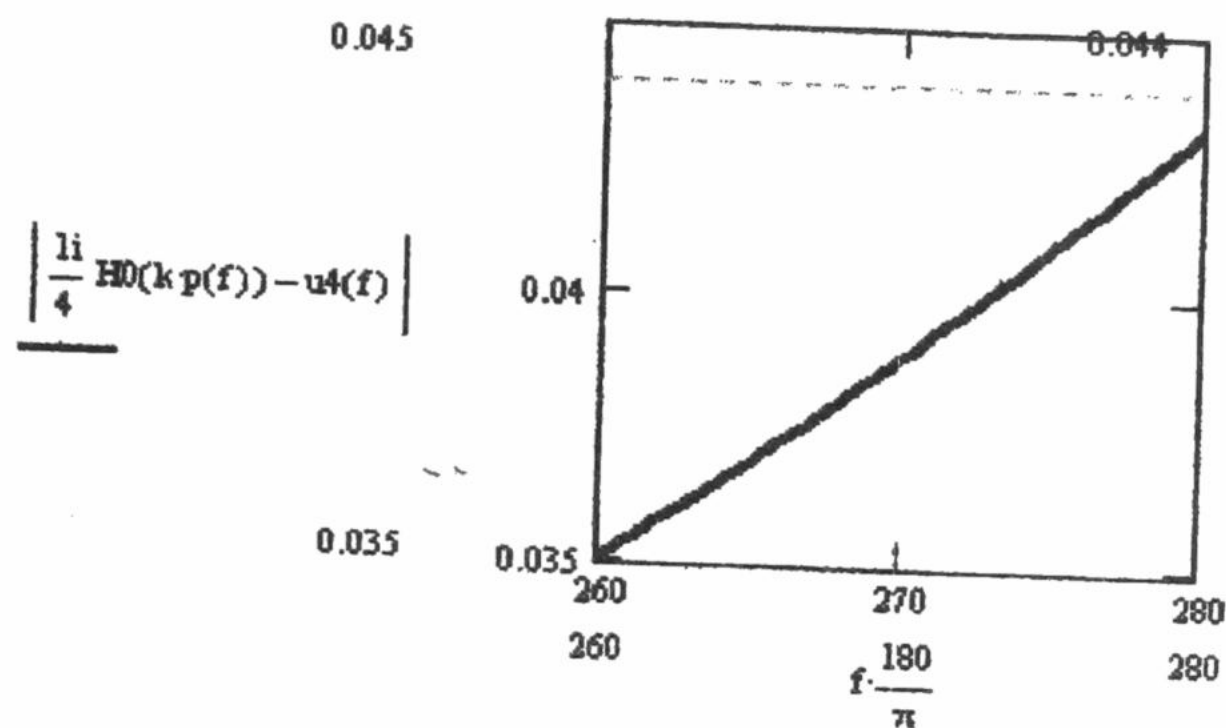


Рис.3

Решение для плоских волн сравнивалось также с зоммерфельдовским, обобщенным на импедансную полуплоскость в работе [4]. Оба метода показали примерно одинаковые результаты при различных импедансах.

Ниже приведены графики зависимости амплитуды рассеянного поля от угла при различных импедансах, полученные в рамках ГТД (пунктирная линия) и РАТ (сплошная линия). Рассматривается плоская волна, падающая под углом $\varphi = \pi/4$. Радиус точки наблюдения — $r = 2\pi/k = \lambda$, где λ — длина волны. Рис.4 соответствует случаю $Z=0$, рис.5-7 — соответственно $Z=1-i$, $Z=1+i$, $Z=-3$. Известно, что положительная действительная часть импеданса соответствует поглощающей среде, а отрицательная — среде с усилением. Мнимая же часть влияет на фазовые соотношения падающего и отраженного поля. Действительно, на рис.5,6 амплитуда полного поля в максимумах меньше, чем на рис.4, напротив на рис.7 она больше. Из рис.5,6 также видно, что мнимая часть существенно влияет на форму максимумов.

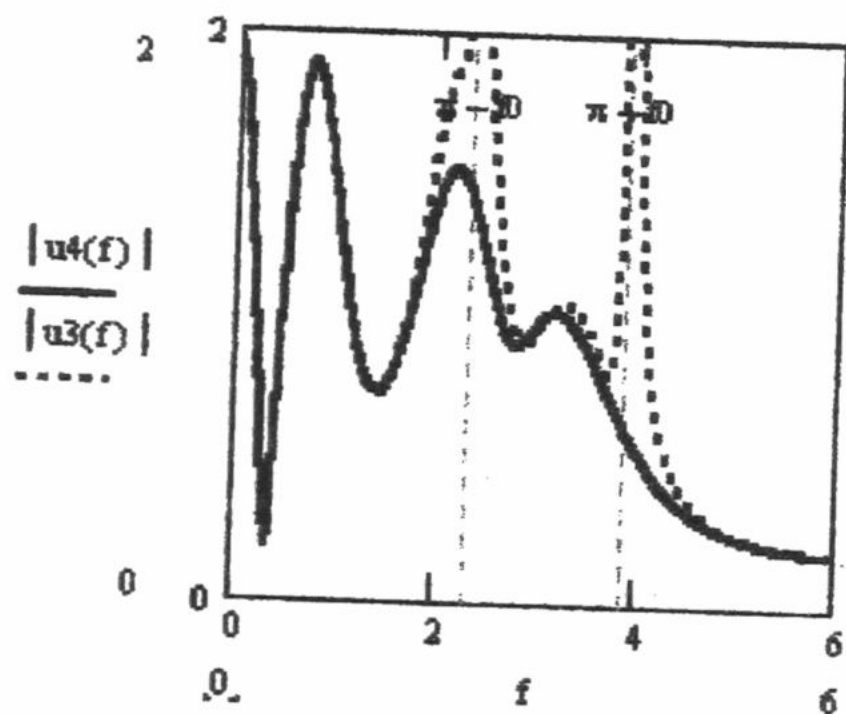


Рис.4

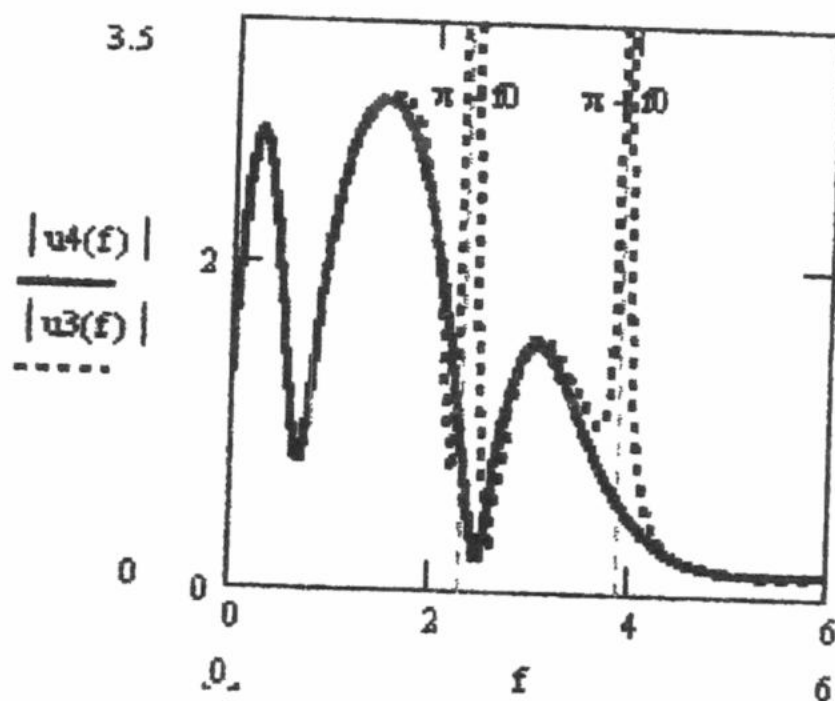


Рис.5

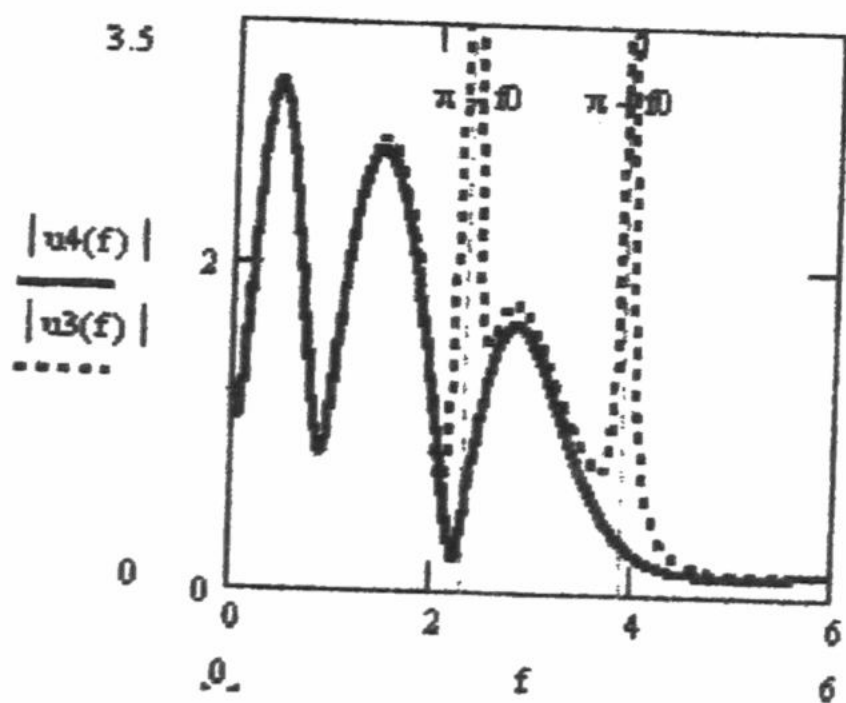


Рис.6

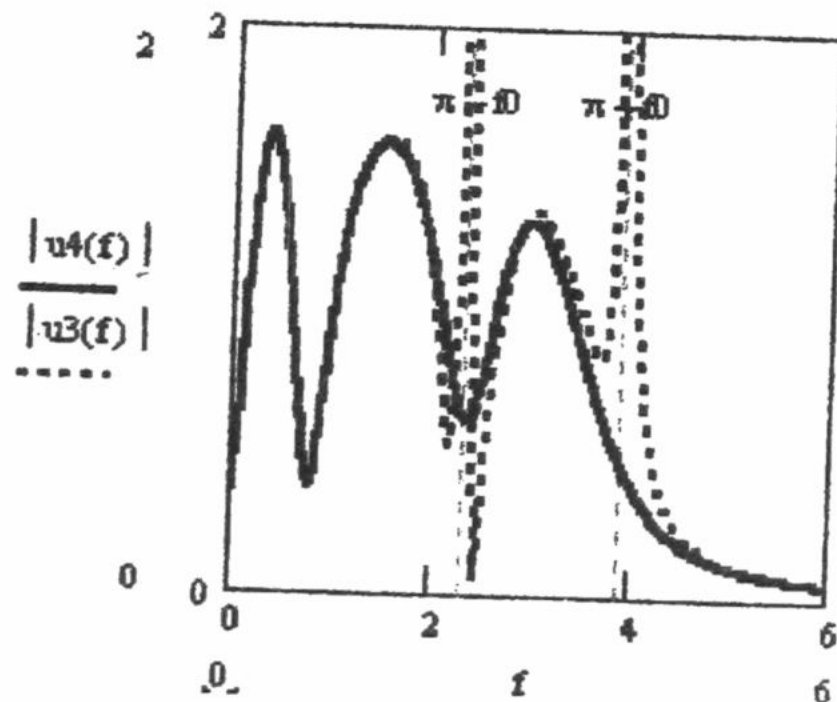


Рис.7

Рассматривается цилиндрическая волна, падающая под углом $\varphi = \pi/2$. Радиус точки наблюдения — $r = 0.5\lambda$, где λ — длина волны. Рис.8 соответствует случаю $Z=0$, рис.9-11 — соответственно $Z=1-i$, $Z=1+i$, $Z=-3$. Физика процесса аналогична случаю для плоской волны.

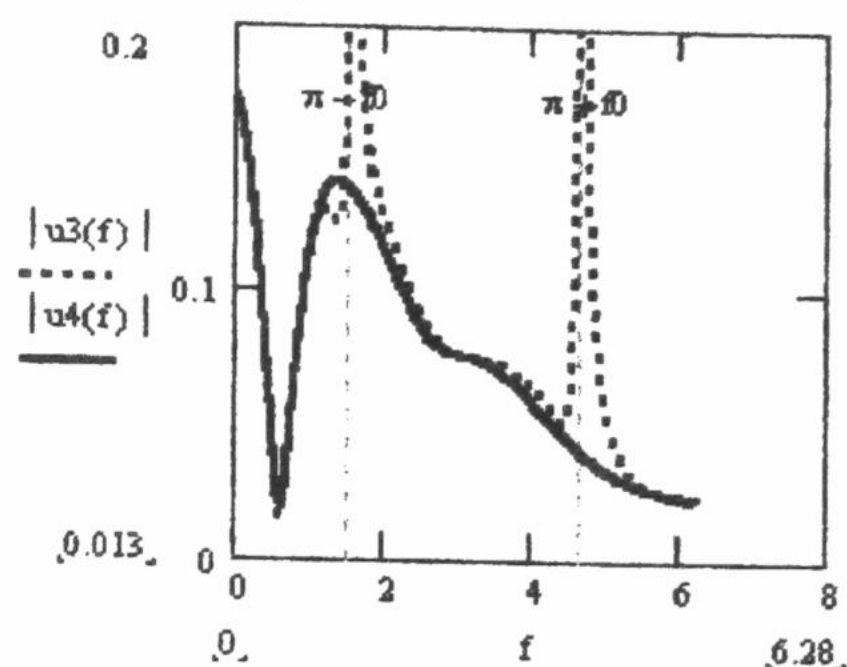


Рис.8

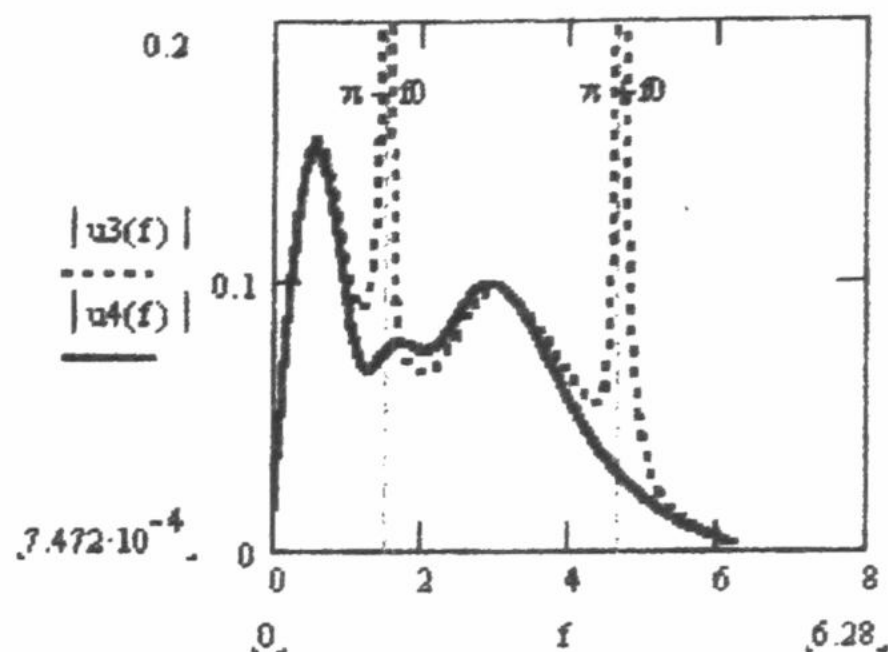


Рис.9

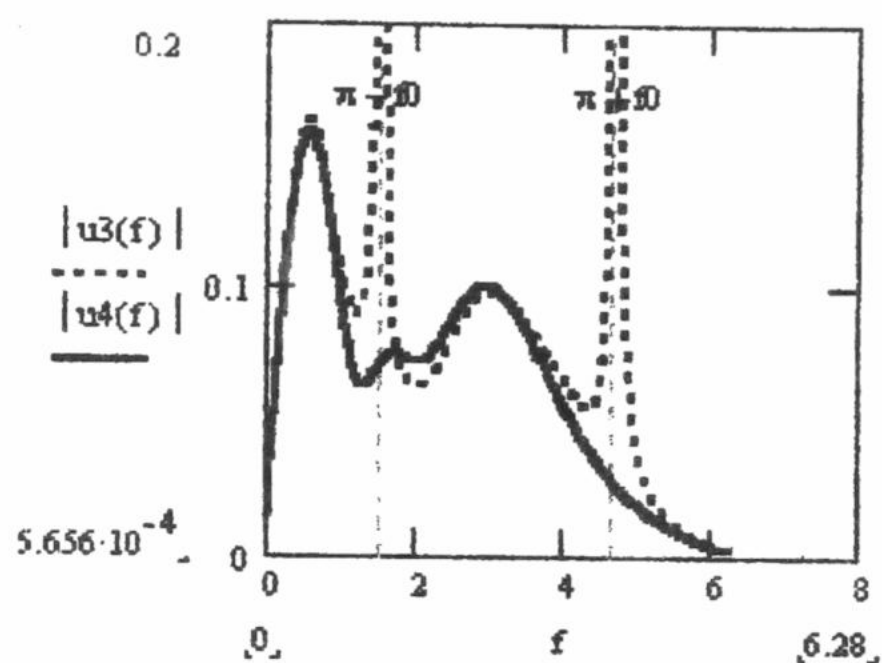


Рис.10

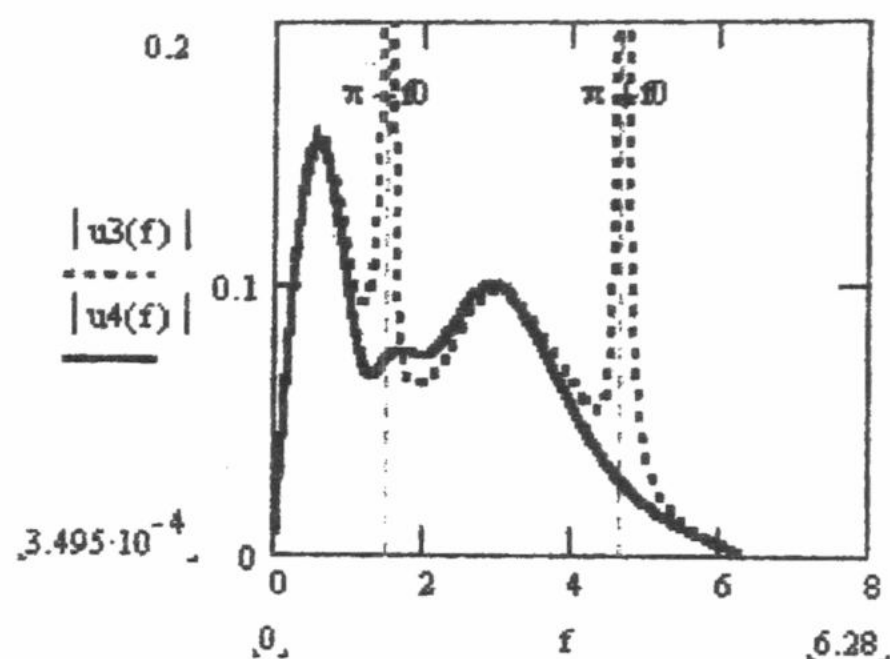


Рис.11

ВЫВОДЫ

Анализ полученных выражений показывает, что РАТ и ГТД-решения дают примерно одинаковые и близкие к точным результаты вдали от границ свет-тень. В окрестности же этих границ ГТД-решение стремится к бесконечности, а РАТ-решение остается регулярным. Поэтому для отыскания полей в окрестности границы свет-тень целесообразно использовать РАТ, для простых же, оценочных расчётов, можно применять более простую ГТД.

Анализ решений про различных Z показал, что при небольших изменениях Z существенно влияет на распределение поля: происходит "качание" лепестков, изменение их формы и размеров. При больших Z , как мнимых, так и вещественных, а также при $Z=0$, решения стремятся к решениям задач Дирихле и Неймана соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции. М. Связь, 1978. 248 с.
2. Боровиков В.А., Дифракция на многоугольниках и многогранниках. М. Наука, 1966. 455 с.
3. Rahmat-Samii Y., Mittra R. // Radio Science. V.13. P.31-48
4. Кукушкин А.В.// Радиофизика. Т.33. 1990 г. С.1138-1143

МЕТОД ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ОДНОВІСНИХ ТА ДВОВІСНИХ КРИСТАЛІВ

О. В. Стрижаченко, В.В. Чижов, В.В. Попов

Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна 61077, м.Харків,
майдан Свободи, 4; тел.: (0572) 45-74-24
Надійшла до редакції 22 грудня 1999 р.

Стаття присвячена вимірюванню параметрів одновісних та двовісних кристалів у розгалуженнях прямокутних хвильоводів. Запропоновано метод вимірювання компонентів тензора діелектричних проникностей одновісних кристалів з тетрагональним, гексагональним і тригональним типами симетрії, та двовісних - з ромбічним типом симетрії. Ця робота є продовженням серії робіт про вимірювання анізотропних речовин на надвисоких частотах [1-3].

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ортогональне розгалуження, сингонія, метод неруйнуючих вимірювань.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Структура являє собою ортогональне розгалуження прямокутних хвильоводів, один з яких повністю заповнено анізотропною речовиною. Для вимірювання компонентів тензора діелектричних проникностей пропонується використовувати електромагнітні коливання H_{mno} - і E_{mno} - типів. Розрахунок цих типів коливань у хвильоводних розгалуженнях, заповнених анізотропною речовиною з тетрагональним типом симетрії докладно отримано нами у роботах [1,2]. Приведемо лише кінцевий результат для системи лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР).

Коливання H_{mno} -типа:

$$A_n - \frac{16\pi^4}{a^3 b^3} \sum_{k,m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} A_k \frac{nk m^2 \left[\gamma_{ma}^I \operatorname{th} \left(\gamma_{ma}^I \frac{b}{2} \right) + \gamma_m^{III} \operatorname{cth} \left(\gamma_m^{III} \frac{c-b}{2} \right) \right]^{-1}}{\left[\gamma_{ma}^{I2} + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right] \left[\gamma_{kb}^{I2} + \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \right] \left[\operatorname{th} \left(\gamma_{nb}^I \frac{a}{2} \right) \gamma_{nb}^I + \gamma_n^{II} \right]} = 0, \quad (1)$$

Коливання E_{mno} -типа:

$$A_n - \frac{16\pi^2}{a^2 b^2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{nm \gamma_{ma}^I \gamma_{kb}^I \left[\gamma_{nb}^I \operatorname{th} \left(\gamma_{nb}^I \frac{a}{2} \right) + \epsilon_y \gamma_n^{II} \right]^{-1}}{\left[\gamma_{ma}^{I2} + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right] \left[\gamma_{kb}^{I2} + \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \right] \left[\gamma_{ma}^I \operatorname{th} \left(\gamma_{ma}^I \frac{b}{2} \right) + \epsilon_x \gamma_m^{III} \operatorname{th} \left(\gamma_m^{III} \frac{c-b}{2} \right) \right]} = 0, \quad (2)$$

ОДНОВІСНІ КРИСТАЛИ З ТЕТРАГОНАЛЬНИМ ТИПОМ СИМЕТРІЇ

До кристалів з цим типом симетрії (сингонією) ($\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$, $\epsilon_x = \epsilon_z = \epsilon_1$, $\epsilon_y = \epsilon_2$, рис.1) належать: лейкосапфір, штучний рубін, рутіл і т.д. Звичайно вони вирощуються у вигляді буль, що мають форму прямокутного паралелепіпеда.

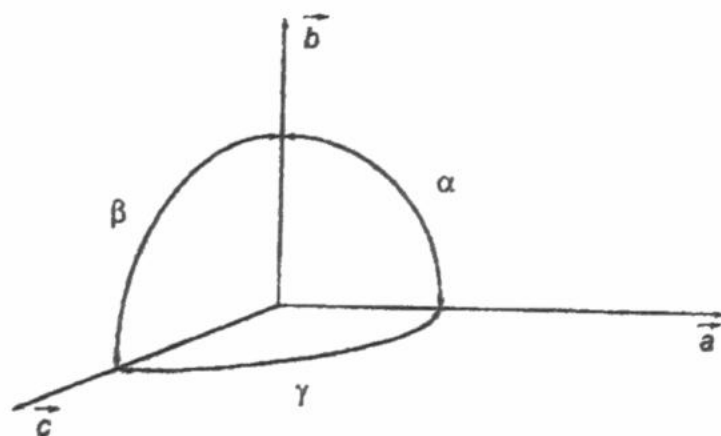


Рис.1. Кристалічна система координат

Можливі три слідуючі варіанти тензора діелектричної проникності ϵ_{ik} : а) $\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$, б) $\epsilon_x = \epsilon_z \neq \epsilon_y$, в) $\epsilon_x \neq \epsilon_y = \epsilon_z$ у прямокутній системі координат, що пов'язана з кристалом (булею). Необхідно системи координат, що пов'язані із булею та хвильоводним розгалуженням, сумістити (напрями ребер булі і хвильоводів повинні співпадати). Тоді тензор ϵ_{ik} у системі координат, що пов'язана з хвильоводним розгалуженням, має один з трьох виглядів:

$$\text{а) } \epsilon_{ir} = \begin{vmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{vmatrix}; \text{ б) } \epsilon_{ir} = \begin{vmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_x \end{vmatrix}; \text{ в) } \epsilon_{ir} = \begin{vmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_z & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_y \end{vmatrix}.$$

Якщо оптична вісь кристалу при вирощуванні не співпадає з одним із ребер булі, а складає кут Θ , то в розрахунку необхідно врахувати поворот прямокутної системи координат на кут Θ .

Раніше було показано [1,2], що в рівнянні для E_{mno} - типів коливань входить тільки повздовжня компонента тензору (ϵ_z). Тому, якщо виміряти резонансну частоту коливання Е - типу (наприклад E_{110}) ω_{r1} й чисельно розрахувати визначник СЛАР для цього типу коливання можна визначити повздовжню компоненту тензору (ϵ_z). Для знаходження поперечної компоненти (у варіанті а) і в) - ϵ_x , у варіанті б) - ϵ_y) необхідно виміряти резонансну частоту ω_{r2} коливання Н- типу (наприклад H_{110}) й після чисельного розрахунку визначника СЛАР для цього типу коливання (1) (усі параметри, що входять до цього рівняння, окрім поперечної компоненти ϵ_{ik} - відомі) визначити цю компоненту. Таким чином вирішується проблема вимірювання для цього типу кристала.

ОДНОВІСНІ КРИСТАЛИ З ГЕКСАГОНАЛЬНИМ ТИПОМ СИМЕТРИЇ

У кристалічній системі координат Σ ($\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$, $a=b=\epsilon_x \neq c=\epsilon_y$, рис. 1) тензор ϵ^{ik} має вид:

$$|\epsilon^{ik}| = \begin{vmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_x \end{vmatrix}.$$

Коваріантні компоненти тензора в ортогональній системі координат (Σ') ϵ^{ik} через компоненти тензора в неортогональній системі координат (Σ) ϵ^{lm} виражаються таким чином [4]: $\epsilon'^{ik} = \beta_i^l \times \beta_m^k \times \epsilon^{lm}$, де β_m^k - коефіцієнти оберненого перетворення.

Якщо опустити проміжні перетворення, в кінцевому запису тензор ϵ^{ik} у системі координат Σ' буде мати вигляд:

$$|\epsilon^{ik}| = \begin{vmatrix} \frac{5}{4}\epsilon_x & & -\frac{3}{4}\epsilon_x \\ & \epsilon_y & \\ -\frac{3}{4}\epsilon_x & & \frac{3}{4}\epsilon_x \end{vmatrix}$$

Далі тензор ϵ^{ik} відомим шляхом приводиться до головних вісей [5] і розв'язання проводиться як у випадку кристала з тетрагональним типом симетрії [1,2]. Після приведення тензору до діагонального вигляду в системі координат, що пов'язана з хвильоводним розгалуженням, компоненти тензору будуть мати вигляд: $\epsilon_z = f_1(\epsilon_1)$ (ϵ_z буде функцією тільки ϵ_1); $\epsilon_y = f_2(\epsilon_1, \epsilon_2)$, $\epsilon_x = f_3(\epsilon_1, \epsilon_2)$. Тому, якщо виміряти резонансну частоту коливання E_{110} ω_{r1} хвильоводного резонатора, що заповнений кристалом з гексагональною симетрією, можна визначити ϵ_1 . Для визначення ϵ_2 потрібно виміряти ω_{r2} коливання H_{110} й сумістно вирішити СЛАР для коливань E_{110} і H_{110} .

ОДНОВІСНІ КРИСТАЛИ З ТРИГОНАЛЬНИМ ТИПОМ СИМЕТРИЇ

У кристалічній системі координат (рис.1) тензор діелектричних проникностей ϵ^{ik} має вид ($a = b = c = \epsilon$; $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ < 120^\circ$):

$$|\epsilon^{ik}| = \begin{vmatrix} \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{vmatrix}.$$

Для того, щоб не повторювати докладного розв'язання задачі, випишемо тензор ϵ^{ik} у новій (ортогональній) системі координат:

$$|\epsilon'^{ik}| = |\epsilon'_{ik}| = \begin{vmatrix} (1 + 2\cos^2 \gamma)\epsilon & \epsilon \sin 2\gamma & \frac{\epsilon}{2} \sin 2\gamma \\ \epsilon \sin 2\gamma & 2\epsilon \sin^2 \gamma & \epsilon \sin^2 \gamma \\ \frac{\epsilon}{2} \sin 2\gamma & \epsilon \sin^2 \gamma & \epsilon \sin^2 \gamma \end{vmatrix}.$$

Далі тензор ϵ^{ik} відомим шляхом приводиться до головних вісей [5] і розв'язання проводиться як у випадку кристала з тетрагональним типом симетрії [1,2]. Тензор діелектричної проникності ϵ^{ik} , що записаний у головних вісях, буде мати вигляд:

$$\epsilon^{ik} = \begin{vmatrix} f_1(\gamma)\epsilon & 0 & 0 \\ 0 & f_2(\gamma)\epsilon & 0 \\ 0 & 0 & f_3(\gamma)\epsilon \end{vmatrix}.$$

У виразі для визначення резонансних частот коливань H_{mno} входить тільки $\epsilon f_3(\gamma)$. У виразі для коливань E_{mno} -типу входять $\epsilon f_1(\gamma)$ і $\epsilon f_2(\gamma)$. Якщо виміряти резонансні частоти ω_{r1} і ω_{r2} коливань E_{110} і H_{110} -типу, а потім сумісно розв'язати дві системи рівнянь, можна визначити діелектричну проникність ϵ і напрям осі еліпсоїда показників заломлення (γ). Можна використовувати й інші типи коливань, однак для ідентифікації коливань оптимальними є коливання з найнижчими індексами (E_{110} - та H_{110} - типу).

ДВОВІСНІ КРИСТАЛИ З РОМБІЧНИМ ТИПОМ СИМЕТРІЇ

Розглянемо випадок, коли системи координат кристала і ортогонального хвиеводного розгалуження співпадають, т.е. тензор ϵ_{ik} в обох системах координат має вигляд:

$$\epsilon_{ir} = \begin{vmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{vmatrix}, \quad \epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z.$$

Якщо системи координат кристала Σ і розгалуження Σ^1 не співпадають (повернуті на кут Θ , потрібно за допомогою відомих формул переходу [5] перекласти систему Σ у систему Σ^1 .

Для орторомбічного кристала (також як і у випадку для тетрагонального одновісного кристала) вимірювання повздовжньої компоненти ϵ_z треба проводити на E_{110} -типі коливань. Для вимірювання поперечних компонент ϵ_x і ϵ_y пропонується використовувати H_{110} і H_{120} типи коливань. Потім (для знаходження ϵ_x і ϵ_y окремо) сумісно розв'язати дві системи рівнянь типу (1) для H_{110} і H_{120} типів коливань. Таким чином, будуть визначені усі компоненти тензора двовісного кристала окремо. При наявності еталонних зразків можна проводити експрес-контроль зразків, що тестуються, та буль, що вирішуються. Як відомо, переважна більшість природних та штучних кристалів є недисперсними діелектриками. Тому вимірювання діелектричної проникності на різних частотах не приведе до помітного росту хибності вимірювання.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Вимірювальна секція вибрана у вигляді хрестоподібного хвиеводу (з'єднання з двох відрізків прямокутних хвиеводів), що підключена до стандартного НВЧ-тракту відповідного діапазону.

Діапазон вимірювання визначається поперечними розмірами хвильоводів, що складають розгалуження, й діелектричною проникністю матеріалу, що вимірюється. Вся НВЧ - апаратура стандартна. Виготовлено ряд секцій, що працюють у 10-сантиметровому, 3-х сантиметровому, 2-х сантиметровому, 1.5 сантиметровому й 8-мм діапазоні.

Блок-схема експериментальної установки надана в роботі [3].

У таблиці приведені деякі експериментальні результати, отримані для кристалів лейкосапфіра з тетрагональним типом симетрії.

Табл. 1

f_1 , МГц	f_2 , МГц	ϵ_1	ϵ_2
7130	8048	11.55	9.20
8122	9106	11.60	9.20
11880	13008	11.50	9.30
13375	14535	11.65	9.30

Проведена оцінка хибності вимірювання компонентів тензора діелектричних проникностей, яка складає 0.5-5%.

ВИСНОВКИ

На основі проведених дослідів показана можливість вимірювання компонентів тензора діелектричних проникностей одновісних кристалів з тетрагональним, гексагональним і тригональним типами симетрії, та двовісних з ромбічним типом симетрії. Розроблені конструкції пристроїв для неруйнуючого вимірювання й контролю локальних параметрів діелектричних матеріалів, які характеризуються:

- високою чутливістю до зміни ϵ (400-800 МГц/од. ϵ);
- можливістю визначати напрям осей еліпсоїда діелектричних проникностей анізотропних кристалів;
- властивістю знаходити локальні неоднорідності;
- малою хибністю вимірювання діелектричної проникності ($< 5\%$) у широкому діапазоні змінення ϵ_{ik} ;

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Zvyagintsev A., Strizhachenko A., Chizhov V. "Resonant phenomena in rectangular orthogonal waveguide junction with anisotropic crystal. Int. Journ. of Infrared and Millimeter Waves, vol.19, N4, 1998.
2. Звягинцев А., Стрижаченко А., Чижов В. (1999): Резонансные явления в ортогональных волноводных разветвлениях с анизотропным заполнением. Вестник Харьковского университета. Радиофизика и Электроника N427, с.126-131.
3. Chizhov V., Litvinov D., Strizhachenko A. Measurement process automatization of substances parameters, Int. Jour. of Infrared and Mill. Waves, vol.20, N11, Nov. 1999.
4. Борисенко А., Тарапов И. Векторный анализ и начало тензорного исчисления.-М., Высшая школа, 1966, 252 с.
5. Бронштейн И., Семендяев К. Справочник по математике. -М., Наука, 1981, 720 с.