

ISSN 0453-8048



ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

К-14038
ПЗ15952

318 '88

РАДИОФИЗИКА
И ЭЛЕКТРОНИКА

«Выща школа»

1 p.

ISSN 0453-8048, Вестн. Харьк. ун-та, 1988, № 318. Радиопизика и элктроника. 1-97.

V.N. Karazin Kharkiv National University



00274367

3



МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР



ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 318

РАДИОФИЗИКА
И ЭЛЕКТРОНИКА

Основан в 1971 г.

Харьков
Издательство при Харьковском
государственном университете
издательского объединения
«Выща школа»
1988

В вестнике рассмотрены вопросы генерирования излучения диодами Ганна, лазером с оптической накачкой, генераторами дифракционного излучения. Приведены результаты исследования распространения электромагнитных волн в ионосфере, неоднородных средах, волноведущих и периодических структурах, взаимодействия излучения с веществом, биологическими объектами.

Нормативные материалы приведены по состоянию на 1 января 1988 г.

Для научных работников и специалистов.

Редакционная коллегия: *Н. А. Хижняк* (отв. ред.), *М. В. Неофитный* (отв. секр.), *Н. И. Горобец*, *С. Ф. Дюбко*, *А. А. Звягинцев*, *В. Б. Казанский*, *В. В. Лемешко*, *В. А. Мисюра*, *Э. Д. Прохоров*, *В. А. Свич*, *О. А. Третьяков*

Адрес редакционной коллегии: 310077 Харьков, пл. Дзержинского, 4, университет, радиофизический факультет, тел. 45-71-57

Редакция литературы по естественным наукам и филологии
Зав. редакцией *Е. П. Иващенко*

Издано по заказу Харьковского государственного университета

*И. Н. ДОНЧЕНКО, Н. Г. ПОКОРМЯХО, В. А. СВИЧ, канд.
физ.-мат. наук*

К ВОПРОСУ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО D₂O-ЛАЗЕРА С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Импульсные субмиллиметровые (СубММ) лазеры находят применение при исследованиях неравновесных и нелинейных явлений в полупроводниках, возникающих под действием СубММ излучения большой интенсивности, а также в диагностике плазмы [1, 2]. Одним из наиболее перспективных является импульсный D₂O-лазер с оптической накачкой ТЕА СО₂-лазером, генерирующий короткие и мощные импульсы в субмиллиметровой области спектра.

Применение в СубММ лазерах волноводных резонаторов позволяет достичь большей интенсивности накачки и компактности конструкции по сравнению с открытыми резонаторами. Конструкция резонаторов СубММ лазеров в большинстве случаев основана на использовании коллинеарной накачки, когда излучение накачки вводится в резонатор через малое отверстие (1,2—2 мм), расположенное в центре входного зеркала [3]. В идеальном случае выходное зеркало должно полностью отражать излучение накачки и частично пропускать СубММ излучение, причем пропускание должно быть равномерным по всему сечению резонансного объема СубММ лазера. Однако самым распространенным остается наиболее простой способ вывода излучения — через отверстие в выходном зеркале, герметизированное окном из кварца или тефлона.

Эффективность преобразования энергии накачки ТЕА СО₂-лазера в субмиллиметровое излучение при этом существенно ниже теоретического предела. В связи с этим актуальным является определение и оптимизация параметров СубММ резонатора, влияющих на выходную энергию импульсного D₂O-лазера. К ним, наряду с другими, следует отнести диаметр входного отверстия связи и эффективность применения прозрачных в СубММ области спектра материалов для герметизации выходного окна СубММ ячейки.

Экспериментальные исследования проводились на установке, аналогичной описанной в работе [4]. Она имеет 4 основных части: генератор накачки; систему ввода излучения накачки в СубММ ячейку; СубММ ячейку; систему измерения параметров СубММ импульсов.

Излучение ТЕА СО₂-лазера накачки направлялось на пластину из ZnSe. Энергия ИК лазерного излучения, отраженная от пластины (7—8 %), использовалась для контроля мощности лазера накачки. Прошедшее через пластину излучение с помощью зеркал фокусировалось и направлялось в СубММ лазер, представляющий собой отрезок круглого стеклянного волновода длиной

2150 мм и диаметром 36 мм, закороченного плоскими зеркалами, имеющими отверстия связи. Зеркала крепятся в юстировочных устройствах на торцах волновода. Выходное окно СубММ лазера герметизировалось кварцем или тефлоном — материалами с малым поглощением в СубММ области спектра.

В качестве активной среды использовались молекулы D_2O^{16} . Длина волны СубММ излучения — 385 мкм, накачка линией 9R22 ТЕА CO_2 -лазера.

Для измерения величины СубММ энергии и энергии накачки использовались пироэлектрические детекторы, импульсные вольт-

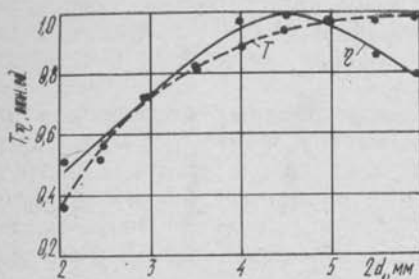


Рис. 1. Оптимизация $2d_1$ по коэффициенту пропускания излучения накачки T и параметру η

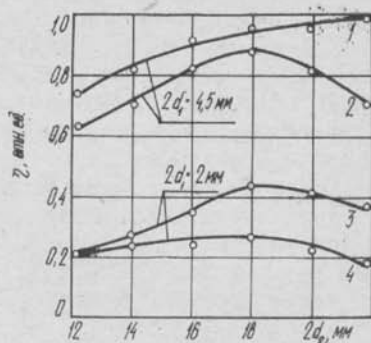


Рис. 2. Зависимости параметра η от $2d_2$: 1, 3 — кварц; 2, 4 — тефлон

метры В4-17, а для визуального наблюдения сигналов — осциллографы С8-12. Результаты измерения регистрировались цифропечатающим устройством Ф503ЗК.

Важным фактором, влияющим на нестабильность выходной энергии СубММ лазера, является изменение во времени энергии ТЕА CO_2 -лазера накачки, обусловленное обеднением активной среды и необходимостью ее замены. Для исключения влияния нестабильности энергии лазера накачки определялось отношение $(E_{\text{СубММ}}/E_{\text{CO}_2}) = \eta$.

Эксперимент по оптимизации диаметра входного отверстия связи ($2d_1$) $\in [2; 6]$ мм проводился при оптимальном выходном отверстии связи ($2d_2$) — 22 мм и оптимальном давлении ≈ 1 мм рт. ст. Оптимизация $2d_1$ велась по коэффициенту пропускания излучения накачки T и параметру η (рис. 1). Спадающая ветвь кривой η ($2d_1$) объясняется возрастанием потерь субмиллиметрового излучения на входном отверстии связи, оптимальный диаметр которого 4,5 мм. Экспериментальные результаты свидетельствуют о слабой зависимости выходной энергии СубММ сигнала от размеров входного отверстия связи в области его оптимальных значений.

На выходную энергию СубММ излучения существенно влияет материал и расположение герметизирующей пластины выходного

окна СубММ лазера. Как показали эксперименты, в отличие от тефлона, поглощающего значительную часть энергии излучения накачки, коэффициент отражения кристаллического кварца $\approx 80\%$. Следовательно, возможно возвращение в СубММ резонатор существенной части излучения накачки, прошедшей в выходное отверстие связи. Это достигается путем установки кварцевой пластины по нормали к продольной оси резонатора. На рис. 2 приведены зависимости параметра η от $2d_2$ для различных материалов и плотностей накачки. Зависимости показывают возрастающую роль выбора герметизирующего материала и его расположения при увеличении как плотности накачки, так и диаметра выходного отверстия связи.

Проведенные исследования свидетельствуют о существенном различии оптимальных значений диаметра входного отверстия связи при использовании в качестве источников накачки ТЕА CO_2 -лазера и CO_2 -лазера, а также о возрастающем влиянии материала для герметизации выходного окна ячейки D_2O -лазера. Оптимизация данных параметров при использовании ТЕА CO_2 -лазера накачки позволила увеличить выходную энергию СубММ излучения более, чем в два раза.

Список литературы: 1. Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ярощевский И. Д. Динамическая инверсия знака фототвора р — Ge под действием мощного излучения субмиллиметрового диапазона // Письма в ЖЭТФ. 1983. 38, вып. 8. С. 370—373. 2. Semet A., Johnson L. S., Mansfield. A high energy D_2O submillimeter laser for plasma diagnostics // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1983. 4, N 2. P. 231—246. 3. Тобин М. С. Лазеры ближнего миллиметрового диапазона с оптической накачкой // ТИИЭР. 1985. 73, № 1. С. 67—95. 4. Свич В. А., Покормяко Н. Г., Топков А. Н., Анисеев А. Я. Импульсный квантовый генератор субмиллиметрового диапазона на молекулах метилбромида // ЖПС. 1982. 37, № 4. С. 663—665.

Поступила в редколлегию 13.02.87

SUMMARY

The influence of the coupling input lliomet window diameter of a cavity D_2O -laser upon the output energy has been experimentally studied. Application of quartz or terlon plates as efficient pressurised windows of a submillimeter cell is discussed. Optimisation of these parameters has allowed us to increase the energy of the D_2O -laser by a factor of 2.

УДК 621.382.2

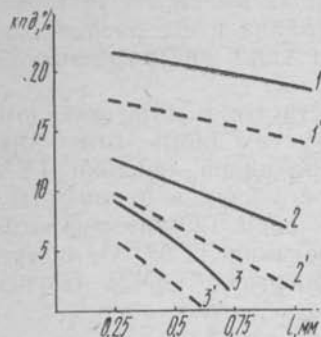
Л. И. КАЛМЫКОВА, Е. П. МЕЗЕРНАЯ,
Э. Д. ПРОХОРОВ, д-р физ.-мат. наук

УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ НИЗКОЧАСТОТНЫМИ ДИОДАМИ ГАННА В РЕЖИМЕ С ЗАРЯЖЕННЫМИ СЛОЯМИ

В резонансно-пролетных режимах с низкочастотными диодами Ганна (длина — сотни мкм) существенны ограничения КПД и мощности, связанные с развитием ударной ионизации в доменах

сильного поля [1]. Покажем, что эффективность генерации низкочастотными диодами Ганна можно увеличить, используя режим с заряженными слоями. Это обусловлено тем, что ударная ионизация в заряженных слоях развивается при больших напряжениях на диоде по сравнению с доменным режимом.

Поведение доменов и заряженных слоев в диодах с длиной рабочей области 200—750 мкм исследовалось нами в рамках локально-полевой модели с аппроксимируемой аналитически зависимостью $V(E)$ для GaAs [2]. Распределение примеси в диоде выбиралось однородным. В диоде $n^+-n_0-n^+$ распространялись заряженные слои, в диоде $n^+-n^--n_0-n^+$ — домены (n^- — область с длиной 0,01 l , где l — длина активной области, входила для образования домена). Концентрация n_0 менялась в пределах $10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$, U_0 — до $10 U_n$. О возможности возникновения ударной ионизации судили по напряженности электрического поля в домене E_g или в промежутке слой — анод E_2 , критической считалась напряженность $E_{кр} \sim 200 \text{ кВ/см}$ для GaAs.



Зависимости максимальных КПД от n_0 и l : — — — заряженный слой; — — — домен; 1—1' $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 2—2' $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 3—3' $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Проведенные численные расчеты позволили установить следующее:

— напряженности электрических полей $E_g \sim E_{кр}$ достигаются при $U_0 > U_n + \Delta U_{ш}$; именно $\Delta U_{ш}$ ограничивает мощности и КПД в генераторах с низкочастотными диодами Ганна [3];

— напряженность электрического поля в промежутке катод — слой E_1 остается постоянной при $x > 0,1 l$, $U_0 > 2 U_n$, изменении n_0 в широких пределах и составляет $\sim 1,5 \text{ кВ/см}$ (GaAs);

— скорость заряженного слоя V_c остается практически постоянной и равной $\sim 10^7 \text{ см/с}$ при $E_2 > 20 \text{ кВ/см}$, изменении n_0 от $5 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $U_0 > 2 \div 3 U_n$; при меньших значениях E_2 , n_0 и U_0 скорость V_c возрастает до $2 \div 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$;

— напряженность электрического поля E_2 непрерывно возрастает по мере приближения слоя к аноду и увеличивается с ростом U_0 и n_0 ;

— критические напряженности электрических полей, необходимые для ударной ионизации в промежутке слой — анод $E_2 E_{кр}$, достигаются при больших U_0 по сравнению с доменными режимами (например, для $l \sim 750 \text{ мкм}$, $n_0 \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ $E_g \sim E_{кр}$ достигается при $U_0 \sim 4 U_n$, а $E_2 \sim E_4$ — при $U_0 \sim 6 U_n$).

Анализ полученных результатов позволяет аналитически оценить E_2 и $\Delta U_{ш}(зс)$: $\Delta U_{ш}(зс) \approx (E_{кр} - E_1)(l - V_c t) - (E_n - E_1)l$; при этом оказывается, что $\Delta U_{ш}(зс) > \Delta U_{ш}(г)$. Оценки и расчеты показывают, что $\Delta U_{ш}(зс) \approx 2 \Delta U_{ш}(г)$.

Отсюда следует, что максимальные напряжения, которые можно прикладывать к диоду при работе его в резонаторе, составляют (заряженный слой) $U_{\max}(зс) = U_n + 1/2 \Delta U_{ш}(зс) = U_n + \Delta U_{ш}(g)$, т. е. они примерно в 2 раза больше, чем максимальные напряжения в режиме с доменами.

Расчеты энергетических возможностей диодов с заряженными слоями проведены аналогично [1]. Результаты показаны на рисунке.

Таким образом, использование режима с заряженными слоями позволяет увеличить мощность и КПД низкочастотных диодов в $\sim 1,5$ раза по сравнению с доменным режимом, что перспективно в импульсных мощных СВЧ-приборах.

Список литературы: Калмыкова Л. И., Прохоров Э. Д. Ограничения КПД в генераторах с длинными диодами Ганна. Х., 1987. Вып. 9. С. 15—17. 2. Jeppesen P., Jeppsson B. LSA Relaxation Oscillator Principles//IEEE Trans. 1971. ED—18. N 7. P. 439—448. 3. Прохоров Э. Д., Шалаев В. А., Белецкий Н. И. Оценка влияния ударной ионизации внутри электрического домена на устойчивость работы и ширину ВАХ Ганна//Радиотехника и электроника. 1970. № 3. С. 578—585.

Поступила в редакцию 09.01.87

SUMMARY

It is shown, that the efficiency of low frequency Gunn diodes may be one and a half time increased on accumulation layers mode.

УДК 621.382.2

Ю. В. АРКУША, А. А. ДРОГАЧЕНКО, А. М. КАШУРИНА

ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТА КОНЦЕНТРАЦИИ НА АНОДНОМ $n^+ - n$ КОНТАКТЕ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ КОРОТКИХ ДИОДОВ ГАННА

Процесс диссипации доменов сильного поля на аноде определяет время нарастания тока через прибор и, следовательно, влияет на эффективность генерации диода.

Динамика исчезновения доменов сильного поля в $n^+ - n$ аноде изучена в [1] с помощью локально-полевой модели для диодов длиной 10—100 мкм и концентрацией $\sim 4 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Процессы ухода доменов в анод в коротких диодах с концентрациями примесей $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и выше в рамках локально-полевой модели исследованы быть не могут, поскольку образование статического домена у анода при концентрации в образце выше $1,5 - 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ не позволяет провести такие исследования в широком диапазоне градиентов концентрации примеси на $n^+ - n$ аноде. Кроме того, локально-полевая модель не учитывает инерционные эффекты, характерные для коротких диодов. Расчеты, выполненные с помощью двухтемпературной модели, показывают [2], что статический

анодный домен не образуется ни при каких значениях концентрации в образце.

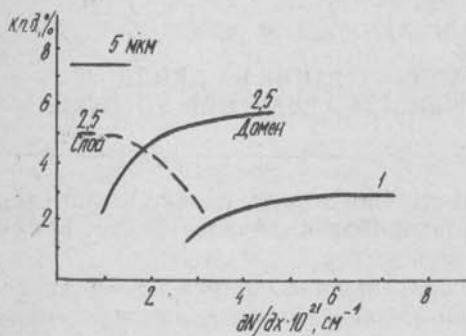
Цель настоящей работы — исследование особенностей ухода в n^+ — n анод заряженных слоев и дипольных доменов и влияния градиента концентрации в n^+ — n переходе на эффективность генерации коротких диодов Ганна.

Теоретически с помощью двухтемпературной модели исследовались диоды 5; 2,5 и 1 мкм с концентрациями $5 \cdot 10^{15}$; 10^{16} и $2,5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Напряжение на диоде менялось по закону $U(t) = U_0 + U_1 \sin \omega t$, градиент концентрации на анодном n^+ — n контакте изменялся в диапазоне от $7\text{--}8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-4}$ до $7\text{--}8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$. Для устранения влияния процесса установления колебаний изучался уход в анод второго или третьего доменов.

В равновесном состоянии у n^+ — n контакта со стороны n -области образуется обогащенный электронами слой полупроводника, возникающий вследствие диффузии электронов из более высоколегированной n^+ области. Ширина слоя приконтактного обогащения и концентрация в нем тем больше, чем больше градиент концентрации примеси на n^+ — n границе, этим и обусловлено отличие в форме тока, а следовательно, и КПД генерации у диодов с разными градиентами на анодном n^+ — n контакте.

Качественно уход зарядовой неоднородности в анод в случае дипольного домена и заряженного слоя происходит неодинаково. При достаточно большом градиенте на анодном n^+ — n переходе заряженный слой, не доходя до n^+ области, начинает перестраиваться, взаимодействуя с электронами прианодной области обогащения. Концентрация в заряженном слое возрастает — происходит его

доформирование. На форме тока это приводит к появлению провала в момент времени, предшествующий уходу заряженного слоя в анод. Такой провал начинает заметно ухудшать эффективность диода длиной 2,5 мкм при градиенте на анодном контакте $\sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$ (см. пунктирную кривую на рисунке). Таким образом, в диодах с заряженными слоями увеличение градиента в анодном n^+ — n переходе выше некоторого значения



Зависимость КПД генерации от градиента на анодном контакте

ухудшает эффективность диода.

В диодах с дипольными доменами при подходе к аноду передняя обедненная носителями область домена заполняется электронами обогащенной прианодной области. Это приводит к тому, что диссипация домена и возрастание тока через диод начинается раньше, чем домен касается n^+ области, что увеличивает эффек-

тивность диода. Для диода 2,5 мкм при уменьшении градиента на анодном переходе до $\sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$ начинается заметное уменьшение КПД диода с дипольными доменами (рисунок). Таким образом, в диодах с дипольными доменами уменьшение градиента концентрации на анодном $n^+ - n$ контакте приводит к уменьшению КПД.

Аналогичные зависимости КПД генерации от градиента на анодном контакте для диодов длиной 1 и 5 мкм приведены на рисунке.

Из анализа процессов ухода в n^+ анод заряженных слоев и дипольных доменов следует существование некоторой характеристической величины прианодного градиента концентрации примеси $\left(\frac{\partial N}{\partial x}\right)_{\text{кр}}$ для конкретной длины диода. Для более эффективной работы коротких диодов с заряженными слоями градиент концентрации на аноде не должен превышать критическую величину, т. е. $\frac{\partial N}{\partial x} < \left(\frac{\partial N}{\partial x}\right)_{\text{кр}}$, в случае дипольных доменов прианодный градиент не должен уменьшаться ниже критической величины, т. е. $\frac{\partial N}{\partial x} > \left(\frac{\partial N}{\partial x}\right)_{\text{кр}}$.

Как следует из расчетов, $\left(\frac{\partial N}{\partial x}\right)_{\text{кр}} \sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$ для диодов длиной 2,5 мкм и $4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$ — для диодов длиной 1 мкм. В заключение отметим, что поскольку основной режим работы коротких диодов — это режим с пролетом доменов, то для реально выращиваемых $n^+ - n$ переходов условие $\frac{\partial N}{\partial x} > \left(\frac{\partial N}{\partial x}\right)_{\text{кр}}$ практи-

чески всегда выполняется. Действительно, реальные значения концентрации в n^+ подложках $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и для того, чтобы выполнялся критерий для градиента на $n^+ - n$ переходе в диоде длиной 1 мкм достаточно, чтобы переходной слой между n и n^+ областями имел длину $\sim 0,25 \text{ мкм}$, что практически вполне осуществимо.

Список литературы: 1. Левинштейн М. Е., Симин Г. С. Динамика исчезновения ганновского домена при уходе в анод // ФТТ. 1979. № 5. С. 903. 2. Пореш С. Б., Тагер А. С. Формирование анодного статического домена в диодах Ганна с нелокальной зависимостью скорость — поле // Радиотехника и электроника. 1983. № 12. С. 24—48.

Поступила в редколлегию 16.01.87

SUMMARY

Peculiarities of dipole domains and accumulation layers going away to $n^+ - n$ anode contact in short Gunn diodes were investigated. It was shown that there is a critical $n^+ - n$ gradient $\left(\frac{\partial N}{\partial x}\right)_{cr}$ in anode contact for concrete diode length. The conditions of effective work of short diode on accumulation mode are $\frac{\partial x}{\partial N} < \left(\frac{\partial N}{\partial x}\right)_{cr}$ and for dipole domain mode — $\frac{\partial N}{\partial x} > \left(\frac{eN}{\partial x}\right)_{cr}$.

УДК 621.382.2

Н. И. БЕЛЕЦКИЙ, Е. С. ЗОЛОТАРЕВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СЛОЖЕНИЯ МОЩНОСТЕЙ ГЕНЕРАТОРОВ НА ДИОДАХ ГАННА

Задача повышения мощности твердотельных генераторов, в частности лавиннопролетных диодов (ЛПД) и диодов с междолинным переносом электронов (МПД) становится все более актуальной. Возможность повышения мощности одноэлементных генераторов практически исчерпана, хотя в дальнейшем можно добиваться более высоких значений выходной мощности путем усовершенствования конструкции диода и технологического процесса его изготовления. Однако в этом случае существует ограничение по выходной мощности вследствие проблем, связанных с теплоотводом, а также с согласованием устройства.

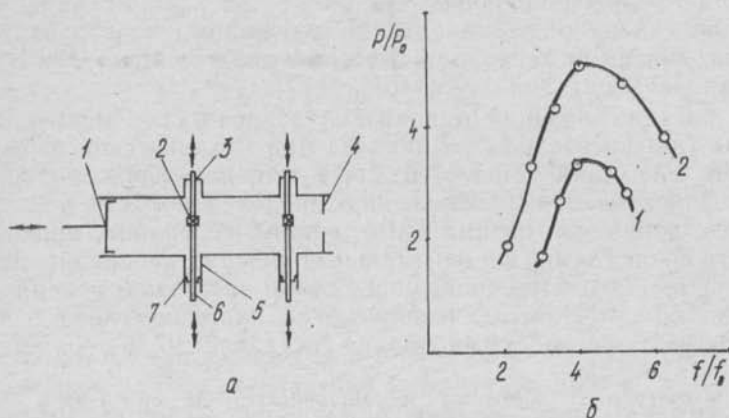
Выходная мощность может быть значительно увеличена путем объединения ряда устройств, работающих синфазно. Существует множество способов объединения устройств для достижения мощного сигнала на выходе. Весьма перспективным является путь суммирования мощностей отдельных активных элементов в общем резонаторе. Число публикаций [1—2] подтверждает актуальность этого вопроса.

Приведем экспериментальные результаты суммирования на диодах Ганна в волноводном резонаторе прямоугольного сечения сантиметрового диапазона. При проектировании сумматоров важна не только его конструкция, но также конструкция и технология изготовления диода Ганна.

Конструкция диода состоит из цилиндрического кристаллодержателя высотой 10 мм и диаметром 2,5 мм, на котором крепятся (методом термокомпрессии) металлизированная кварцевая подложка и кристалл арсенида галлия (GaAs). Для эффективного отвода тепла кристалл GaAs n -слоем монтируется через тонкую золотую фольгу на медный кристаллодержатель. Фольга препятствует проникновению меди в рабочую область диода при выплавлении омического контакта, который создавался сплавом AuGe+Ni. Кварцевая подложка предохраняет диод от механических нагрузок и используется в качестве электрического контакта, подводящего смещение к диоду через золотую полоску. Конструкция диода Ганна имеет высокую прочность, надежность и малые паразит-

ные параметры. Диод работает как в импульсном, так и в непрерывном режимах генерации.

Конструкция сумматора мощности разрабатывалась исходя из схемы, предложенной Курокавой [1]. На рисунке, позиция *a* показана схематическая конструкция сумматора для включения четырех диодов Ганна. В данной конструкции использовался удоб-



Конструкция сумматора (*a*):

1 — короткозамыкающий поршень; 4 — диафрагма; 2—7 — коаксиальные линии; зависимость мощности от частоты при механической перестройке схемы сложения мощностей для четырех диодов Ганна (*б*): 1 — соответствует фиксированному положению диодов в области резонатора без подстройки на оптимальный режим генерации; 2 — с подстройкой на оптимальный режим генерации

ный метод сложения мощностей в прямоугольном волноводном резонаторе.

Основным узлом сумматора является модуль, представляющий коаксиально-волноводную структуру, в которой размещается диод. Питание диода осуществляется через центральный проводник коаксиальной линии и корпус сумматора. При анализе схемы обнаружено, что от места положения диода в области резонатора зависит уровень выходной мощности. В конструкции сумматора диоды размещались в максимуме магнитного поля, т. е. у самого края волновода.

Чтобы учесть различие параметров диодов, необходимо настраивать каждый диод в отдельности. Кроме того, настройка является существенным этапом при согласовании импеданса диода с импедансом цепи. Поскольку каждый из модулей настраивался индивидуально, для оптимизации схемы сложения мощностей осуществлялась плавная регулировка объема резонатора путем перемещения короткозамыкающего поршня. Для достижения максимально возможных мощностей в схеме сумматора диоды выбирались так, чтобы их пороговые и рабочие напряжения и токи, мощность и частота генерации были одинаковыми.

В соответствии с этим для подбора диодов с одинаковыми параметрами предварительно каждый диод помещался в однодиодную испытательную волноводную камеру. На максимум суммированной мощности диоды настраивались попарно. Выходная мощность генерации на выходе сумматора возрастает с увеличением напряжения смещения на диодах и максимум мощности наблюдается при напряжении, равном $2 \div 3 U_n$. При каждом фиксированном значении напряжения питания необходимо подстраивать модули на максимум генерации. Каждый диод запитывался отдельно источником питания.

На рисунке позиция б показана зависимость мощности от частоты (в относительных единицах) при механической перестройке схемы сложения мощностей для 4-х диодов. Кривая 1 соответствует фиксированному положению диодов в области резонатора без подстройки на оптимальный режим генерации, кривая 2 — с подстройкой схемы на оптимальный режим генерации. Из рисунка видно, что выходная мощность и диапазон механической перестройки по частоте увеличиваются приблизительно в 1,5—2 раза. Эффективность суммирования составляет 97 %.

Список литературы: 1. Kurokawa K., Maganhaes F. M. An X-band 10 watt multiple IMPATT oscillator//P. IEEE (lett.). — 1971. 59, N 1. — P. 102—103. 2. Harp R. S., Stower H. L. Power combining of X-band IMPATT circuit modules//IEEE Int. Solid-State Circuit Conf. Dig. of Techn. Pap. — 1973. — P. 118—119.

Поступила в редколлегию 24.01.86

SUMMARY

The combining of the Gunn generators output power was investigated experimentally. It is shown, that elaborated construction of combining scheme was provided high level of the output power wide frequency range.

УДК 621.385

Г. А. ГРОМОВ

СИНХРОНИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРА С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ПРИ МАЛОЙ АМПЛИТУДЕ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Целью данной работы является изучение флуктуаций частоты в резонансных приборах с длительным взаимодействием при воздействии слабого внешнего колебания и оценка минимальных уровней синхронизирующего сигнала. Объект исследования и основные предположения относительно электродинамической системы прибора и электронного потока совпадают с полученными в работе [1].

Выпишем основные уравнения для амплитуды и фазы поля в резонаторе, найденные путем решения совместной системы урав-

нений возбуждения колебательной системы и движения частиц пучка с учетом первого нелинейного члена по амплитуде [1]:

$$\frac{dF}{d\tau} = F[G\Phi_0\Psi_1(\Phi_s) - 1] - F^3\Phi_0^3G\Psi_3 - A\cos\gamma - \frac{G}{2}\text{Im}(D_0\gamma_0 + D_1\gamma_1); \quad (1)$$

$$F\frac{d\gamma}{d\tau} = F[\delta_r - G\Phi_0\Psi_2(\Phi_s)] + F^3\Phi_0^3G\Psi_4 + A\sin\gamma - \frac{G}{2}\text{Re}(D_0\gamma_0 + D_1\gamma_1).$$

Здесь
$$D_m = \int_0^1 \xi^m f(\xi) e^{i\Phi_s \xi} d\xi; \quad \gamma_0 = \xi_1 c^{i\Phi},$$

ξ_1, ξ_2 — случайные функции с нулевым средним, описывающие флуктуации тока и скорости частиц пучка на входе в пространство взаимодействия. Остальные обозначения соответствуют работе [1].

Считаем, что внешний сигнал не приводит к нарушению условия малости отклонения амплитуды возбуждаемых колебаний относительно стационарного значения F_0 : $F = F_0 + \tilde{F}$; $\tilde{F} \ll 1$. Тогда в уравнении для фазы значение амплитуды поля F можно заменить стационарным значением F_0 без введения ограничений на значения γ .

Для определения плотности вероятности значений γ составим уравнение Эйнштейна-Фоккера-Планка — (ЭФП) [2]:

$$\frac{\partial w(\gamma)}{\partial \tau} = -\frac{\partial}{\partial \gamma} \left[(D - D_c \sin \gamma) w(\gamma) \right] + \frac{\partial^2 w(\gamma)}{\partial \gamma^2}, \quad (2)$$

где
$$D = \frac{2F_0^2}{G^2\kappa}(\delta_0 + F_0^2\Phi_0^3G\Psi_4) \quad D_c = -\frac{AF_0}{G^2\kappa};$$

κ — спектральная плотность шума. Решая уравнение (2) в предположении стационарности $w(\gamma)$, найдем выражение для флуктуаций частоты ν [2]:

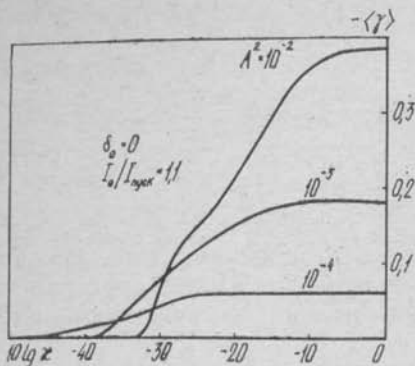
$$\nu = \langle \omega \rangle - \omega_c = \pi \frac{G^2\kappa}{F_0} \frac{1 - e^{-2\pi D}}{N} = (\delta_0 + F_0^2\Phi_0^3G\Psi_4) \frac{\text{sh} \pi D}{\pi D} \times \times |I_{1D}(D_c)|^{-2}. \quad (3)$$

Здесь $I_{1D}(D_c)$ — функция Бесселя мнимого аргумента и мнимого индекса

$$N = 8\pi e^{-\pi D} \int_0^{\pi/2} \text{ch}(2Dy) I_0(2D_c \cos y) dy.$$

Расчет зависимости отклонения средних значений частоты колебания от частоты синхронизирующего сигнала для случая резонансных генераторов типа ГДИ представлен на рисунке. Из графика видно, что при больших значениях мощности шумов средняя частота стремится к собственной частоте системы, а с уменьшением интенсивности шумов средняя частота стремится к частоте синхронизации.

На основании полученных результатов оценим минимальную мощность синхронизирующего сигнала. Если частота внешнего сигнала совпадает с собственной частотой «горячего» резонатора,



можно полагать, что синхронный режим колебаний реализуется при выполнении условия $|D_c| > 1$. Считая, что катод работает в режиме температурного ограничения, получаем следующую формулу для минимальной мощности входного синхронизирующего сигнала:

Зависимость отклонения частоты колебания от частоты сигнала

$$P_{\text{вх min}} > \frac{\omega_r^2 \pi (G/2)^6 P_0^2}{Q^2 16 P_{\text{ген}}} \left(\frac{2e}{I_0} + \frac{(4 - \pi) e k T_k \Phi_0^2}{4 \pi m I_0 v_0^2} \right) e^{-\Phi_s^2 \omega_s^2}.$$

Здесь $P_{\text{ген}}$ — мощность колебаний автономного генератора; ω_r , Q — его собственная частота и добротность; e , m — заряд и масса электрона; T_k — температура катода; P_0 — мощность пучка.

Приведенные оценки показывают, что для типичных параметров ГДИ $P_{\text{вх min}}$ составляет $10^{-18} - 10^{-19}$ Вт.

Список литературы: 1. Вавриш Д. М. Расчет коэффициента шума резонансных усилителей на эффекте дифракционного излучения // Радиотехника. 1985. Вып. 75. С. 61—67. 2. Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. М., 1961. 558 с. 3. Ланда П. С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. М., 1980. 360 с. 4. Вавриш Д. М., Третьяков О. А. Теория резонансных усилителей с распределенным взаимодействием и предварительной модуляцией пучка // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Ч. 1. № 2. С. 238.

Поступила в редколлегию 21.12.85.

SUMMARY

Frequency fluctuations of a resonant generator with extended interaction are considered and minimum value of the synchronization signal is estimated. The results of numerical analysis are presented.

РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАНСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Резонансные генераторы с распределенным взаимодействием типа ГДИ при токах пучка, меньших пускового значения, могут использоваться в качестве регенеративных усилителей миллиметрового диапазона длин волн [1; 2].

В работе [1] получены уравнения, описывающие взаимодействие электронного пучка с полем в таких приборах, проведен расчет коэффициента усиления в линейном режиме работы. При определении области существования линейного режима необходимо учитывать эффекты, связанные с нелинейной зависимостью смещения электронов по фазе в поле возбуждаемой волны. С учетом первых нелинейных членов по амплитуде уравнения, описывающие изменения поля в резонаторе, в обозначениях работы [1] сводятся к виду

$$\frac{dF}{d\tau} = \alpha_0 F - \alpha_1 F^3 + A \cos \gamma; \quad F \frac{d\gamma}{d\tau} = \delta_0 F + \delta_1 F^3 - A \sin \gamma; \quad (1)$$

где $\alpha_0 = G\Phi_0\Psi_1(\Phi_s) - 1$, $\delta_0 = \delta_r - G\Phi_0\Psi_2(\Phi_s)$, $\alpha_1 = G\Phi_0^3\Psi_3(\Phi_s)$,
 $\delta_1 = G\Phi_0^3\Psi_4(\Phi_s)$.

Для произвольного типа колебаний, возбуждаемых в резонаторе, функции Ψ_3 , Ψ_4 определяются следующим образом:

$$\Psi_3 = \frac{A_1}{32} \int_{-0,5}^{0,5} \exp(-x^2/\omega^2) (W_1^2(x) + W_2^2(x)) \times \\ \times [W_2(x) \cos(\Phi_s(x + 0,5)) - W_1(x) \sin(\Phi_s(x + 0,5))] dx,$$

$$\Psi_4 = \frac{A_1}{32} \int_{-0,5}^{0,5} \exp(-x^2/\omega^2) (W_1^2(x) + W_2^2(x)) \times \\ \times [W_1(x) \cos(\Phi_s(x + 0,5)) + W_2(x) \sin(\Phi_s(x + 0,5))] dx.$$

Здесь $W_1(x) = \frac{A_1}{4} \int_{-0,5}^x \exp(-t^2/\omega^2) (x-t) \cos(\Phi_s(t + 0,5)) dt,$

$$W_2(x) = \frac{A_1}{4} \int_{-0,5}^x \exp(-t^2/\omega^2) (x-t) \sin(\Phi_s(t + 0,5)) dt,$$

$$A_1 = \left[2\omega \int_0^{1/2\omega} \exp(-2x^2) dx \right]^{-1/2}.$$

Их зависимость от параметра пространственного рассинхронизма, найденная путем численного счета, приведена на рис. 1 для $\omega = 1/4$, где ω — отношение характерного радиуса пятна поля R_y к длине пространства взаимодействия L .

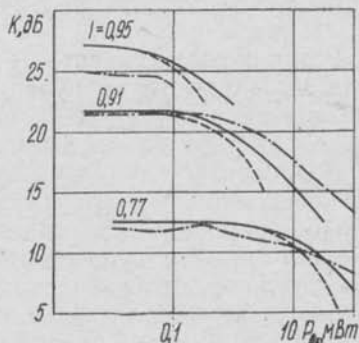
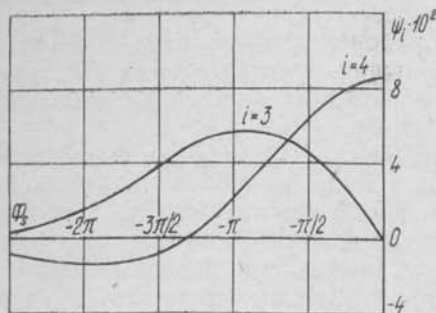


Рис. 1. Зависимость функций от параметра пространственного рассинхронизма

Рис. 2. Зависимости коэффициента усиления от мощности входного сигнала

При стационарном режиме работы усилителя амплитуду возбуждаемых в резонаторе колебаний можно определить с помощью уравнения

$$[(\alpha_0 - \alpha_1 F^2)^2 + (\delta_0 + \delta_1 F^2)^2] F^2 = A^2, \quad (2)$$

которое следует из системы (1) при условии $\frac{dF}{d\tau} = \frac{d\gamma}{d\tau} = 0$. Из

этого равенства легко найти амплитуду F и значение мощности, поступающей в нагрузку [2]: $P_n = P_0 |F - A \exp(i\gamma) + F\Gamma|^2 / G$ а следовательно, коэффициент усиления $K = P_n / P_{вх}$ как функцию параметров резонатора и электронного пучка. Напомним, что параметр A^2 пропорционален мощности входного сигнала $P_{вх}$.

Результаты расчета зависимости коэффициента усиления от мощности входного сигнала при различных значениях нормированного тока пучка $I_0 = I_0 / I_{пучк. мин}$ приведены на рис. 2 (сплошные линии). При расчетах параметры усилителя задавались близкими к условиям эксперимента, описанного в работе [2]: коэффициент отражения от «холодного» резонатора $\Gamma = 0,19$, ускоряющее напряжение $U_0 = 2,5$ кВ, минимальный пусковой ток $I_{пучк. мин} = 32,5$ мА, угол пролета эффективной длины пространства взаимодействия $2R_y \omega / v_0 \approx 200$. На рис. 2 штрихпунктирной линией представлены результаты экспериментальных исследований, приведенные в этой работе. Отметим хорошее совпадение теоретических результатов с результатами эксперимента, что указывает на адекватность предложенной математической модели объекту исследования — однокаскадному резонансному усилителю с распределенным взаимодействием. Для учета нелинейной зависимости коэффициента усиления от мощности входного сигнала доста-

точно ограничиться первыми нелинейными членами по амплитуде поля в достаточно широком диапазоне изменения $P_{вх}$.

Чтобы получить аналитическую зависимость $K(P_{вх})$, выпишем решения уравнения (2) в первом приближении, полагая уровень внешнего сигнала малым [3]:

$$F^2 = A^2 \{ [\alpha_0 - \alpha_1 A^2 / (\alpha_0^2 + \delta_0^2)]^2 + [\delta_0 + \delta_1 A^2 / (\alpha_0^2 + \delta_0^2)]^2 \}^{-1}. \quad (3)$$

В результате легко найти аналитическое выражение для максимального в полосе частот коэффициента усиления с учетом его нелинейной зависимости от мощности входного сигнала:

$$K \cong \frac{[(\Gamma + J)(1 - J)^2 - M\psi_3]^2}{[(1 - J)^3 + M\psi_3]^2}, \quad (4)$$

$$\text{где } J = I_0 / I_{пуск}; \quad M = G^2 \Phi_0^3 P_{вх} / P_0.$$

При $M=0$ (линейный режим) из выражения (4) следует значение для K , полученное в работе [1]. Значения коэффициента усиления, определяемые формулой (4), приведены на рис. 2 штриховой линией. В рассматриваемом диапазоне изменения мощности входного значения они достаточно хорошо совпадают с результатами численных расчетов. Непосредственно из выражения (4) находим значение предельной мощности входного сигнала $P_{вх. пр.}$. Она определяется как мощность усиливаемого сигнала, при которой коэффициент усиления уменьшается на 3 дБ по сравнению с линейным режимом:

$$P_{вх. пр.} = \frac{0,4(1 - J)^3(\Gamma + J)P_0}{\psi_3(\Phi_s)G^2\Phi_0^3[\Gamma + J + \sqrt{2}(1 - J)]}. \quad (5)$$

Как и в случае двухрезонаторных усилителей с распределенным взаимодействием [3], предельная мощность существенно зависит от отношения $I_0/I_{пуск}$ и уменьшается как $(1 - I_0/I_{пуск})^3$. Такая зависимость ясно прослеживается на приведенных на рис. 2 экспериментальных и теоретических зависимостях коэффициента усиления от мощности входного сигнала. Следует также отметить сильную зависимость $P_{вх. пр.}$ от угла пролета Φ_0 (длины пространства взаимодействия). Для таких приборов задача увеличения предельной мощности входного сигнала, как и КПД усилителя, [3] связана с необходимостью, уменьшения эффективной длины пространства взаимодействия пучка с полем при неизменном отношении рабочего тока к пусковому.

Список литературы: 1. Вавриш Д. М. Об особенностях работы резонансных усилителей с распределенным взаимодействием и предварительной модуляцией пучка//Радиотехника и электроника. 1985. 30, № 7. С. 1391—1396. 2. Корнеев В. К., Мирошниченко В. С. Усилитель миллиметрового диапазона на базе электродинамической системы генератора дифракционного излучения//Изв. вузов. Радиоэлектроника.—1983. 26, № 3. С. 93—94. 3. Вавриш Д. М., Третьяков О. А. Теория резонансных усилителей с длительным взаимодействием//Изв. вузов. Радиофизика. — 1985. 28, № 1. С. 107—115.

Поступила в редколлегию 16.01.86.

The expression for gain factor of resonance amplifiers with distributed interaction in case of signal transmission directly into the beam—resonator field interaction space is obtained. The expression for limiting value of gained signal power is found in analytic form. Comparison of theoretical relations with available experimental results is carried out.

УДК 621.385.6

М. Н. ПИВНЕНКО, А. А. ШМАТЬКО, канд. физ.-мат. наук

УСТАНОВЛЕНИЕ СИНХРОННЫХ И КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В РЕЗОНАНСНЫХ ПРИБОРАХ О-ТИПА С ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ

Известно, что при воздействии на автогенератор внешним монохроматическим сигналом, частота которого мало отличается от частоты автоколебаний, в системе наблюдается захватывание автоколебаний внешним сигналом или биение. Подобные явления имеют место в различных нелинейных динамических системах, практически во всем существующем диапазоне частот. Математическая модель указанных физических явлений описывается для наиболее простого случая системой двух обыкновенных дифференциальных уравнений относительно амплитуды F и фазы ψ колебаний:

$$\frac{dF}{d\tau} = (GS_1(F) - 1)F - a_c \cos \psi = R(F, \psi), \quad (1)$$

$$\frac{d\psi}{d\tau} = (GS_2(F) - \Delta\omega) + (a_c/F) \sin \psi = \Phi(F, \psi). \quad (2)$$

Здесь $S(F) = S_1(F) + iS_2(F)$ — нелинейность системы; G — положительная обратная связь автоколебательной системы; a_c — безразмерная амплитуда внешнего колебания; $\Delta\omega$ — относительная расстройка частот взаимодействующих колебаний. Применительно к резонансным генераторам О-типа [1] нелинейность $S(F)$ определяет среднюю крутизну амплитудной и частотной колебательной характеристики прибора. Вид функции зависит от выбранного режима работы генератора: ускоряющего напряжения и тока пучка электронов. Для таких систем как ГДИ, оротрон и других резонансных генераторов различают две характерных зависимости $S(F)$, которые определяют мягкий или жесткий характер возбуждения автоколебаний [1]. Нахождение функции $S(F)$ связано с решением системы нелинейных уравнений движения электронов в заданном поле резонатора и поле пространственного заряда [1] — [3].

В дальнейшем изучим возможные пути перехода от квазипериодических колебаний (биений) к синхронным для мягкого и жесткого режимов возбуждения при фиксированной величине положительной обратной связи $G = 8,4$ ($2G$ пуск) для гауссовско-

го распределения амплитуды поля в открытом резонаторе прибора [3].

Прежде чем исследовать нестационарные уравнения (1) — (2), определим состояние равновесия системы и положение устойчивых и неустойчивых значений в пространстве параметров F , $\Delta\omega$, используя при этом критерий устойчивости Рауса-Гурвица [2]. Состояние равновесия определяется следующим уравнением.

$$\Delta\omega = GS_2(F) \pm [(GS_1(F) - 1)^2 F^2 - a_c^2]^{1/2}, \quad (3)$$

$$\psi = \arctg [(\Delta\omega - GS_2(F))/(GS_1(F) - 1)]. \quad (4)$$

Решение уравнения (3) для двух случаев $a_c = 0,51$, $\Phi b = -2\pi$ (мягкий режим, кривая 1) и $\Phi b = -3\pi$, $a_c = 0,31$ (жесткий режим, кривая 2) представлено на рис. 1. Другие значения параметров

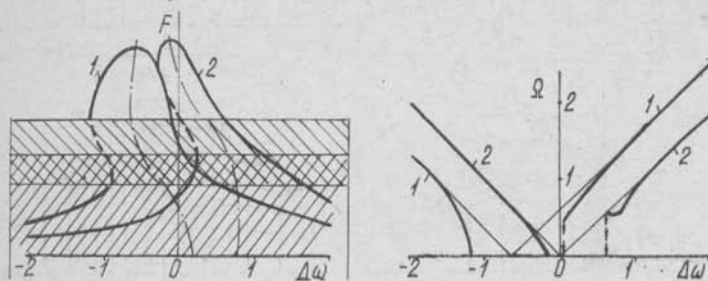


Рис. 1. Решения уравнения для двух случаев

при определении вида функции $S(F)$ задавались следующими: $P=100$, $\omega=0,5$, $\omega_r/\omega=0,01$, $\Gamma_{01}=0,38$ [2]. Штриховкой отмечены области с амплитудной неустойчивостью состояний равновесия, а штриховыми линиями на кривых — неустойчивые значения F и $\Delta\omega$, определяемые фазовой неустойчивостью решений. На этом же рисунке изображена зависимость частоты биений Ω от расстройки $\Delta\omega$, которая определялась из решения нестационарных уравнений (1), (2).

Известно [4], что переход от режима биений в синхронный может осуществляться двояко: скачкообразно и плавно. Для изучения физики явления синхронизации в резонансных приборах D-типа полученные нестационарные решения уравнений (1), (2) подвергались Фурье-анализу. Решение представлялось в виде ряда Фурье по гармоникам частоты биений Ω . Энергетический спектр колебаний изображен на рис. 2. Здесь представлены мощности гармоник $n\Omega$ при изменении расстройки $\Delta\omega$ (стрелки на рисунке). Левая часть рисунка — переход в режим синхронизации слева от полосы синхронизации (рис. 1), правая часть — справа (рис. 1). Верхняя часть рисунка — мягкий режим, нижняя — жесткий.

Из рис. 2 видно, что вблизи полосы синхронизации колебания многочастотные, с линейчатым спектром. Несимметрия спектра

указывает на амплитудную и частотную их модуляцию. С левой стороны резонансной кривой, где нарушено фазовое условие устойчивости и выполнено амплитудное [2], наблюдается следующее. По мере приближения к полосе синхронизации амплитуда спектральных составляющих подтягивается к частоте синхронизации $n=0$ с одновременным снижением их уровня. При опреде-

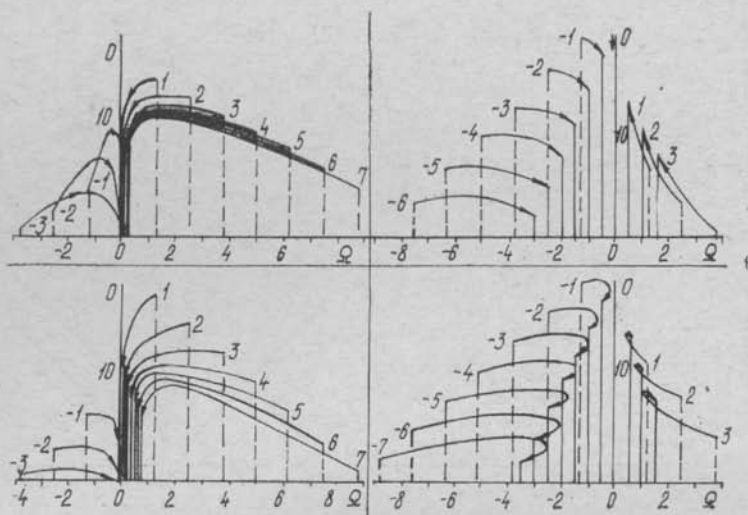


Рис. 2. Спектр колебаний

ленной расстройке $\Delta\omega$ (когда зависимость $d\varphi/d\tau$ имеет хотя бы одну точку, равную 0, а $dF/d\tau$ при этом значении τ обращается в нуль) все спектральные амплитуды подтягиваются к гармонике $n=0$. Такая закономерность наблюдается при мягком и жестком режимах. Отметим, что для рассмотренной ситуации форма спектра по обе стороны от $n=0$ прямоугольная.

Другой способ перехода от квазипериодических колебаний к синхронным реализуется при противоположном соотношении между амплитудной и фазовой устойчивостью (неустойчивостью) колебаний — на другом конце зоны синхронизации (справа на резонансных кривых рис. 1). Здесь частоты гармоник спектра подтягиваются к частоте синхронизации и в момент перехода к синхронизации их амплитуды затухают. В жестком режиме частоты всех гармоник подтягиваются до некоторого минимального значения, однако синхронизация наступает не при этом значении $\Delta\omega$. Частота биений снова увеличивается, затем происходит скачкообразное ее изменение до нуля при синхронизации, за счет тушения амплитуд спектра. Качественное изменение процесса синхронизации при жестком режиме связано, очевидно, с существованием неустойчивого значения амплитуды и частоты автоколебаний.

Отмеченные особенности перехода от квазипериодических к синхронным колебаниям могут найти практическое применение в приемно-передающих системах различных диапазонов волн.

Список литературы: 1. Ваврич Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. Влияние поля пространственного заряда на выходные характеристики генераторов с распределенным взаимодействием 0-типа // Радиотехника и электроника. 1984. 29, № 8. С. 1571—1579. 2. Шматько А. А. Воздействие высокочастотного сигнала на резонансный автогенератор с распределенным взаимодействием 0-типа // Радиотехника и электроника. 1985. 30, № 4. С. 761—769. 3. Шматько А. А. Синхронизация внешним сигналом резонансных генераторов 0-типа с распределенным взаимодействием // Докл. АН УССР, сер. «А», физ.-мат. и техн. наук. 1985. № 8. С. 51—54. 4. Мандельштам Л. И. Полное собрание трудов. К., Изд. АН СССР, 1953. Т. 3. 130 с.

Поступила в редколлегию 25.01.86.

SUMMARY

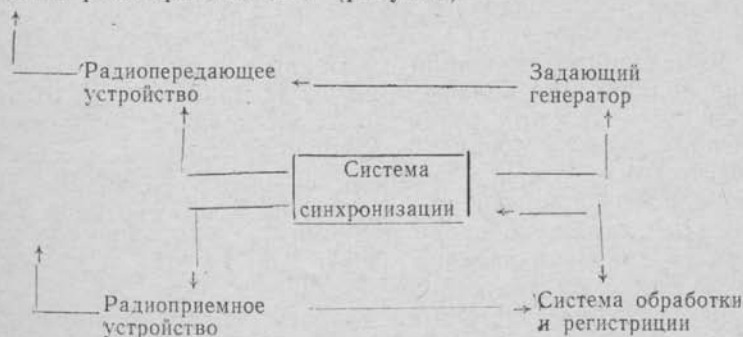
Injection locking of resonant O-type oscillators (orotron—GDI) with long-range interaction is considered. The peculiarity of transition from quasiperiodic to synchronic oscillations is investigated. The oscillation power spectrum is study.

УДК 550.388.2

А. И. ГРИТЧИН, В. Л. ДОРОХОВ, Л. Г. КОНЦЕВАЯ,
В. С. ЛЕМИШКО, С. В. МАХОТА, И. П. НОВОХАТСКИЙ,
канд. физ.-мат. наук, Л. А. ПИВЕНЬ, В. Г. СОМОВ,
А. С. ШЕМЕТ

СТАЦИОНАРНЫЙ КОМПЛЕКС АППАРАТУРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ МЕТОДОМ ЧАСТИЧНЫХ ОТРАЖЕНИЙ

Исследования нижней ионосферы проводятся методом частичных отражений (ЧО) [1]. В данной статье описана стационарная экспериментальная установка метода ЧО, созданная на кафедре космической радиофизики ХГУ (рисунок).



Функциональная схема комплекса

Передающая антенная система комплекса состоит из двух разнесенных антенных решеток, одна из которых предназначена для

работы в диапазоне частот 1,5—4,5 МГц, другая — в диапазоне 4,5—15 МГц. Элементарной ячейкой решетки диапазона 1,5—4,5 МГц является двойная вертикальная ромбическая антенна Айзенберга, а решетки диапазона 4,5—15 МГц — обычная ромбическая антенна. Обе антенные решетки содержат по 8 ячеек. Высота подвеса антенн 20 м. Размеры антенных полей 300×300 и 60×60 м. Расчетный коэффициент усиления по мощности для решетки диапазона 1,5—4,5 МГц равен 200.

Для приема сигналов диапазона частот 1,5—4,5 МГц используются два ортогональных двойных ромба; диапазона 4,5—15 МГц — два ортогональных ромба. Конструкция антенного поля позволяет достаточно оперативно изменять соединение его элементов. В режиме измерения скорости дрейфа неоднородностей антенны коммутируются таким образом, что для приема используются четыре пары ортогональных разнесенных антенн, которые поочередно подключаются к радиоприемному устройству.

Радиопередающее устройство комплекса представляет собой двухканальный широкополосный усилитель мощности с общим для обоих каналов модулятором. Модулятор обеспечивает формирование радиоимпульсов из непрерывного сигнала, поступающего с выхода задающего генератора. В качестве задающего генератора несущей частоты в стационарном комплексе использован синтезатор частот Ч6-31 с высокой стабильностью частоты выходного сигнала и возможностью дистанционного управления частотой. Выходные каскады усилителей мощности собраны на лампах ГУ-53Б. Наличие двух каналов позволяет при работе на ортогональные антенны излучать радиоволны с круговой поляризацией. При этом в один из каналов вводится сдвиг фаз $\pi/2$. Основные технические характеристики радиопередающего устройства: импульсная мощность 200 кВт, длительность импульса 25—500 мкс, диапазон рабочих частот 1,5—15 МГц.

Радиоприемное устройство стационарного комплекса собрано на базе модернизированного приемника Р-250 и, кроме собственно приемника, включает в себя широкополосную (1—10 МГц) схему выделения поляризаций и антенный коммутатор. Схема выделения поляризаций включена на входе приемника. При использовании ортогональных антенн она обеспечивает одновременное выделение сигналов обеих круговых поляризаций. С помощью антенного коммутатора в режиме измерения скорости дрейфа неоднородностей производится поочередное подключение четырех разнесенных антенн ко входу приемника. Радиоприемное устройство имеет диапазон рабочих частот 1,5—10 МГц и полосу пропускания по промежуточной частоте 60 кГц.

С выхода радиоприемного устройства сигнал поступает в систему обработки и регистрации экспериментальных данных, где подается на одно из устройств регистрации непосредственно или после предварительной обработки.

Регистрация результатов с помощью специализированных устройств или с помощью ЭВМ может осуществляться на магнит-

ную ленту, перфоленту, ленту самописца, рулонную бумагу, фото- пленку. Для большей части регистрирующих устройств стационарного комплекса сигнал предварительно оцифровывается с помощью аналого-цифрового преобразователя. Шаг дискретизации ЧО сигнала по высоте и интервал высот, с которых производится регистрация, задаются системой синхронизации.

Для обработки экспериментальных данных в реальном масштабе времени применяются модернизированная ЭВМ «Наири 3-1» и микроЭВМ «Электроника 60». Задача сопряжения ЭВМ «Наири 3-1» с аналого-цифровым преобразователем при необходимой скорости ввода и обеспечения работы в реальном времени решена путем организации в ЭВМ канала прямого доступа к памяти и переключения оперативных запоминающих устройств. Ввод данных в микроЭВМ «Электроника 60» также осуществляется в режиме прямого доступа к памяти.

Последовательность работы устройств, входящих в состав комплекса, задается системой синхронизации, собранной на базе делителей частоты Ф5093. Система синхронизации обеспечивает высокую стабильность формируемых временных интервалов. Основные технические характеристики: период повторения импульсов запуска радиопередающего устройства 1 мс-999 с, относительная нестабильность частоты повторения $\pm 6 \cdot 10^{-7}$, шаг выборки 20 мкс, количество выборок в одном цикле 1—10⁵.

В процессе зондирования ионосферы в реальных условиях регистрируется аддитивная смесь полезного сигнала и помехи. Для оценки статистических характеристик помехи и учета их при обработке экспериментальных данных в системе синхронизации организован режим работы, при котором, кроме регистрации смеси рассеянного сигнала и помехи, производится регистрация амплитуды помехи, принимаемой на данной частоте, в момент времени, предшествующий излучению зондирующего импульса.

Описанный стационарный комплекс аппаратуры для исследования нижней ионосферы методом частичных отражений в сравнении с известными установками аналогичного назначения обладает рядом существенных преимуществ. Широкодиапазонность всего комплекса, широкополосность и высокая излучаемая мощность радиопередающего устройства, измерение в ходе эксперимента статистических характеристик не только полезного, но и мешающего сигнала, широкое использование электронно-вычислительных машин, возможность работы в реальном масштабе времени и получения не только высотных профилей электронной концентрации, но и высотных профилей скорости дрейфа неоднородностей — все это позволяет выполнять исследования нижней ионосферы регулярно и разносторонне, на высоком научном уровне.

В плане развития возможностей экспериментальной установки в настоящее время производится дальнейшая модернизация комплекса для обеспечения многочастотного режима зондирования, что позволит увеличить объем и качество информации о процессах и параметрах в нижней ионосфере.

Многолетняя эксплуатация комплекса и результаты, полученные с его помощью, позволяют сделать вывод, что наземный радиотехнический комплекс ХГУ является мощным инструментом для исследования нижней ионосферы.

Список литературы: 1. Мисюра В. А., Пивень Л. А., Литвиненко О. А. Подвижный радиотехнический ионосферный комплекс для исследования ионосферы и распространения радиоволн//X Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. М., 1972. С. 104. 2. Newnan D. B. Differential-phase volume model and amplitude measurements of partial reflections//Sci Rep. No 426. Ionospheric Research Laboratory, Pennsylvania State University. 1974. 128 с. 3. Schlegel K., Brekke A. Haug A. Some characteristics of the quiet polar D-region and mesosphere obtained with the partial reflection method//J. Atmos. Terr. Phys. 1978. 12. P. 205—213.

Поступила в редколлегию 22.01.86.

SUMMARY

A discription of the stationary Kharkov State University facility for investigating the lower ionosphere by the partial reflection method is presented.

УДК 550.388

И. А. СЕРГИЕНКО, И. А. ФИЛЕНКО

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КВ РАДИОСИГНАЛОВ

Воздействие мощного коротковолнового радиоизлучения на ионосферу повышает электронную температуру и возбуждает мелко-масштабные неоднородности концентрации плазмы, вытянутые вдоль геомагнитного поля с поперечным масштабом $0,5 \text{ м} \leq l_{\perp} \leq 100 \text{ м}$. В области, ограниченной диаграммой направленности антенны возмущающего передатчика, формируется крупномасштабная неоднородность с повышенной ($100 \text{ км} \leq z \leq 230 \text{ км}$) или пониженной ($z > 230 \text{ км}$) электронной концентрацией N . Искусственная крупномасштабная неоднородность действует на проходящие радиоволны либо как фокусирующая (слой F_2), либо как рассеивающая линза (слои E, F_1) [1].

Представим результаты экспериментальных исследований воздействия мощных радиоволн на характеристики КВ радиосигналов, проведенных в апреле — июне 1983 г. НИРФИ и ХГУ. Возмущение ионосферы осуществляли с помощью нагревных стенов, расположенных в районе Васильсурска (эквивалентная мощность излучения $PG \approx 20 \text{ МВт}$) и Зименок ($PG \approx 20 \text{ МВт}$) Горьковской области. Измерения проводили в пос. Гайдары Харьковской области. На приемном пункте регистрировали зондирующие сигналы киевского (частоты $f \approx 17, 18$ и 20 МГц) и магаданского ($f \approx 11, 12$ и 16 МГц) передатчиков. Нагревные стенов работали в период $04^h 00^m - 08^h 00^m \text{ LT}$ и $14^h 00^m - 22^h 00^m \text{ LT}$ в режиме — 4 мин нагрев, 6 мин — пауза, на частотах, близких к критической частоте максимума слоя F_2 .

Прием зондирующих радиоволн осуществляли на ромбическую антенну с коэффициентом усиления $G \approx 10$ на частоте $f \approx 15$ МГц, ориентированную на область возмущения. Усиление и частотное преобразование сигналов осуществлялось приемником Р-250 М. Регистрацию производили с помощью шестиканального самописца Н 338. Второй приемник Р-250 М, подключенный к вибраторной антенне, был настроен на частоту возмущающей радиоволны.

Во время работы возмущающей установки наблюдалось увеличение (на 20—40 %) амплитуды сигнала киевского передатчика. В некоторых случаях отмечалось запаздывание ракурсного сигнала относительно момента включения возмущения на 1—2 мин. Время релаксации амплитуды сигнала после выключения мощного передатчика составило менее 20—40 с. Замечено возрастание эффекта ракурсного рассеяния в ночные часы ($20^h 00^m$ — $22^h 00^m$ LT) по сравнению с дневными ($14^h 00^m$ — $18^h 00^m$ LT), а также с понижением рабочей частоты зондирующего передатчика.

Во время приема сигнала магаданского передатчика обнаружено уменьшение амплитуды в 1,5—2 раза, связанное с работой мощной установки (время становления $t_c \leq 5$ с, время релаксации $t_p \leq 40$ с — 1 мин). На рисунке приведена запись относительной амплитуды магаданского передатчика, полученная 3.06.84 г. с $4^h 32^m$ по $6^h 03^m$ LT на частоте $f \approx 16$ МГц.

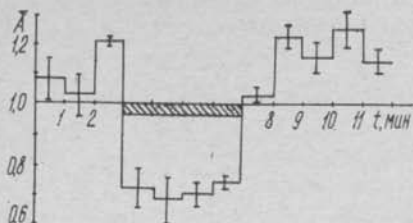
Эффекты, наблюдавшиеся при зондировании искусственно возмущенной ионосферы киевским передатчиком, сходны с результатами работы [2] и связаны с ракурсным рассеянием пробных радиоволн на искусственных мелкомасштабных неоднородностях.

Однако для магаданского передатчика данный механизм приводит к изменениям амплитуды на 2÷5 %. Поэтому наблюдавшееся в эксперименте уменьшение амплитуды можно исследовать в рамках рефракционного механизма, связанного с образованием искусственной линзы в ионосфере. Относительные изменения амплитуды радиоволны после прохождения крупномасштабной неоднородности гауссовой формы в первом приближении метода возмущений описываются выражением [1]

$$\frac{A}{A_0} \left[1 \pm \frac{L_1 L_2 \mu}{(L_1 + L_2) l} \left(1 - \frac{\xi^2}{l^2} \right) \exp \left(-\frac{\xi^2}{l^2} \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где L_1, L_2 — расстояния от точки излучения до линзы и от нее до точки приема; ξ — «прицельный» параметр; l — характерный размер линзы;

$$\mu = \frac{1}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{f_0^2 \Delta N}{f^2 N}; \quad \varepsilon_0 = 1 - \frac{f_0^2}{f^2},$$



Амплитуда магаданского передатчика

f_0 — плазменная частота; f — частота пробной радиоволны; $\Delta N/N$ — относительное отклонение электронной концентрации в центре линзы. Знак + в (1) соответствует высотам E , $F1$ слоев, знак — — высотам слоя $F2$.

Радиотрасса Магадан-Харьков-двухскачковая, определяется отражениями от слоев $F2$, $F1$ [3]. В нашем эксперименте $L_1 =$

Области $E, F1$		Область $F2$	
$\Delta N/N$	A/A_0	$\Delta N/N$	A/A_0
0,05	0,80	0,05	0,88
0,08	0,72	0,10	0,80
—	—	0,15	0,72

$= 5600$ км; $L_2 = 840$ км; $f_0 = 5,8$ МГц; $f \approx 16$ МГц; $l \approx 20$ км. Расчетные значения $(A/A_0)_{\text{min}}^p$ для оптимального «прицельного» параметра ξ и различных $\Delta N/N$ представлены в таблице. Видно, что при максимально возможных возмущениях $\Delta N/N \sim 0,08$ ($100 \text{ км} \leq z \leq 230 \text{ км}$) или $\Delta N/N \sim 0,15$ ($z > 230 \text{ км}$) расчетные значения больше экспериментальных: $(A/A_0)_{\text{min}}^p > (A/A_0)^a \sim 0,6 \div 0,5$. Следовательно, рефракция радиоволн на искусственной линзе в ионосфере также не может приводить к наблюдаемому уменьшению амплитуды пробного радиосигнала. Дополнительный эффект изменения амплитуды пробной радиоволны во время нагрева ионосферы может увеличивать поглощение, что объясняется искусственно стимулированным высыпанием заряженных частиц из радиационных поясов [4].

Список литературы: 1. Исследование особенностей нагрева ионосферы на высотах 100—200 км методом НЗ/В. А. Иванов, Ю. А. Игнатьев, С. Н. Матюгин и др. // XIV Всесоюз. конф. по распространению радиоволн: Тез. докл. М., 1984. С. 127—129. 2. Игнатьев Ю. А., Матюгин С. Н., Митухин Ю. В. Исследования искусственных возмущений в F -слое ионосферы на трассах наклонного зондирования. Распространение радиоволн в возмущенной ионосфере. Апатиты, 1983. С. 133—146. 3. Керблай Т. С., Ковалевская Е. М. О траекториях коротких радиоволн в ионосфере. М., 1974. 160 с. 4. Wright J. W. Evidence for precipitation of energetic particles by ionospheric «heating» transmissions. — Journ. of geoph. Res. — 1975. — 80, N 31. — P. 4383 — 4386.

Поступила в редколлегию 15.01.85.

SUMMARY

Amplitude changes of probing radiowaves propagating through the artificially disturbed ionosphere are investigated. Estimated of probing wave defocusing by an artificial ionospheric lens are obtained.

Л. Г. КОНЦЕВАЯ, Л. А. ПИВЕНЬ,
канд. физ.-мат. наук, В. Г. СОМОВ

УСТАНОВКА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ДРЕЙФОВ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

При изучении нижней ионосферы большое внимание уделяется измерению скоростей дрейфа неоднородностей ионосферной плазмы. По сравнению с использованием локации метеорных следов и разнесенного приема с малой базой в вертикальном зондировании метод частичных отражений позволяет расширить вниз до

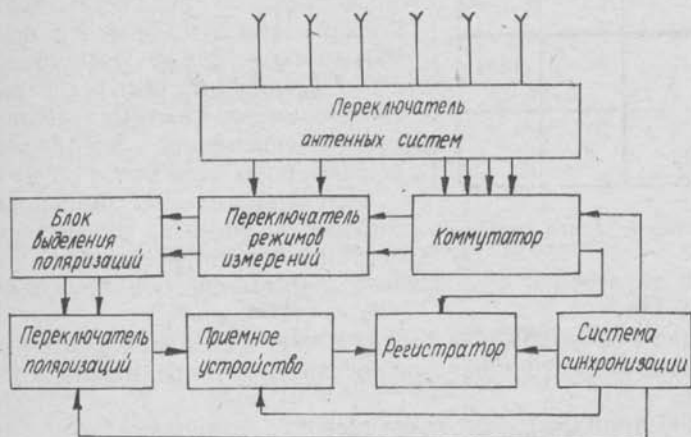


Рис. 1. Функциональная схема установки

60—70 км высотный диапазон получения динамических параметров нижней ионосферы. Наличие влияния метеопараметров атмосферы на параметры и процессы в нижней ионосфере требует знания количественных характеристик движений в нижней ионосфере*.

В связи с этим проведена доработка стационарного радиотехнического комплекса с максимальным использованием уже существующих антенных систем (рис. 1, 2).

Антенная система стационарного радиотехнического комплекса позволяет организовать разнесенный прием с малой базой (порядка длины волны). Для этого в качестве передающей используется приемная антенна (5) комплекса, образующая крест из четырех ромбических антенн. Передающая антенна комплекса разбита на четыре (1—4) приемные антенны, каждая из которых состоит из четырех параллельных ромбических антенн. Антенный

* Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Движения в ионосфере. Новосибирск: 1979. 105 с.

коммутатор подсоединяет к блоку выделения круговых поляризаций по две ортогональных антенны одновременно. Возможны четыре комбинации: 1—2, 2—3, 3—4, 4—1. Фазовые центры полученных таким образом разнесенных антенн расположены по углам квадрата со стороной 112 м. Таким образом, реализуется разнесение антенн 112 или 158 м.

Сигнал нужной поляризации (О или Х) после переключателя поляризаций усиливается приемным устройством комплекса, оцифровывается и регистрируется. Ввиду большого объема данных и недостаточного быстродействия ЭВМ применена промежуточная регистрация цифровой информации на магнитофон с последующей обработкой. При этом частота повторения зондирующих импульсов до 100 Гц, информация регистрируется с 16 высот. Система синхронизации обеспечивает последовательность работы всей установки.

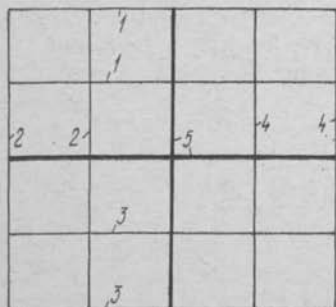


Рис. 2. План антенной системы

«Электроника-60», имеющаяся в составе комплекса, позволяет регистрировать информацию на перфоленду с двух высот при частоте повторения зондирующих импульсов 10 Гц.

В случае необходимости информацию для визуального наблюдения можно регистрировать на бумажную ленту цифрового самописца.

Рабочий диапазон высот и частота зондирующего сигнала выбирается оператором по максимальному отношению сигнал-шум.

Предварительные результаты проведенных измерений (рабочая частота 2÷3 МГц, частота повторения 10 Гц) свидетельствуют от пригодности установки для измерений, а введение в строй системы регистрации на магнитную ленту позволит организовать систематические измерения динамических параметров нижней ионосферы.

Поступила в редколлегию 24.01.86

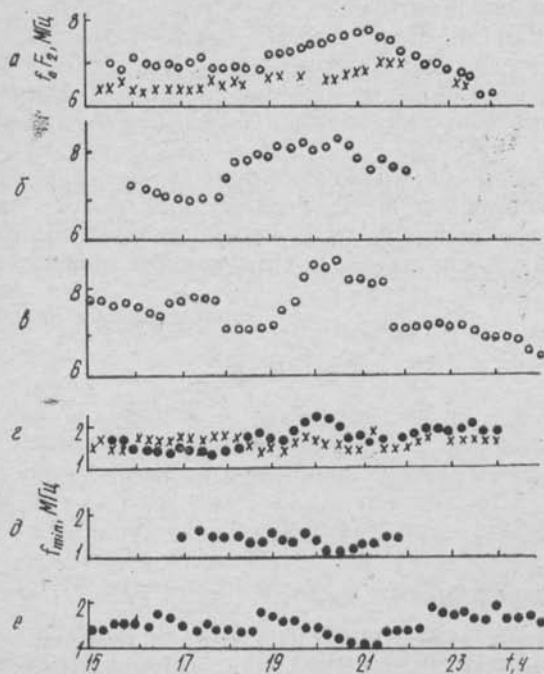
SUMMARY

A description of the equipment and the technique for measuring ionospheric plasma drifts are presented. The stationary antenna system at the Gaidary field station was modified and four spacially separated receiving antennas were made. The multiplex system is provided with the receiving and digital data collecting equipment of the field station facility.

ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДОМ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ РЕАКЦИИ ИОНОСФЕРЫ НА ВОЗДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Целью данного сообщения является экспериментальное исследование крупномасштабных (≥ 1000 км) возмущений в ионосфере, которые могут возникать при воздействии мощного радиоизлучения удаленной установки.

Методика эксперимента. Для возмущения ионосферы использовался стенд «Сура», расположенный в районе г. Горького, макси-



Временная зависимость f_0F_2 (а, б, в), и f_{min} (г, д, е) в районе Горького (а, г), Москвы (б, д), Ростова-на-Дону (в, е)

мальная эффективная мощность которого 300 МВт, частота $f_T \sim 4,6-9,3$ МГц. Диагностика возмущенной ионосферы велась при помощи станций вертикального зондирования (ВЗ), расположенных как на незначительном ($\sim$ на 107 км западнее нагревного стенда*), так и на значительном ($\sim$ от 500 до 1000 км) удалении от возмущающей установки.

* Беликович В. В., Зюзин В. А., Толмачева А. В. Обратное рассеяние радиоволн от искусственной ионосферной турбулентности // Радиофизика, 1985. № 5. С. 579—584.

Результаты. Для различных времен суток и года обработано несколько тысяч ионограмм, полученных на станциях ВЗ Горького, Москвы, Ростова-на-Дону, Харькова и др. Для примера на рисунке показан временной ход критической частоты обыкновенной компоненты f_0F_2 и минимальной наблюдаемой на ионограмме частоты f_{min} . Эксперимент проведен 27.05.83 г., греющая установка работала в циклическом режиме: 3 мин — нагрев, 2 мин — пауза. Видно, что f_0F_2 может увеличиваться на $\sim 0,5\text{—}2$ МГц. Изменение f_{min} обычно не превышает ~ 1 МГц. Вариации f_0F_2 и f_{min} коррелируют с включением стенда. Возмущения f_0F_2 возникают через $\sim 15\text{—}60$ мин и длятся ~ 30 мин. Вариации f_{min} появляются через $\sim 30\text{—}60$ мин и могут существовать около 3 часов. На рисунке также представлены временные изменения f_0F_2 и f_{min} для фоновых измерений (нагрев отсутствовал). Описанные выше возмущения не наблюдались.

В утренние часы, когда имеет место естественный рост f_0F_2 и f_{min} , обнаружение подобных эффектов затруднено. Следует подчеркнуть, что обсуждаемые возмущения существенно зависят от гелио-геофизической обстановки и режима работы греющей установки.

Таким образом, обнаружены крупномасштабные возмущения в нижней ионосфере и F-области, которые могут быть вызваны радиоизлучением мощной удаленной установки. Увеличение f_0F_2 и f_{min} , по-видимому, связаны с ростом электронной концентрации.

Поступила в редколлегию 14.01.87

SUMMARY

There are presented the experimental investigations of the large-scale (≥ 1000 km) ionospheric disturbances resulting as reactions of the ionosphere being influenced by the powerful radiowaves of the remote facility.

УДК 621.396.67

И. М. ЕФАНОВ

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА В ТОНКОМ ИМПЕДАНСНОМ ВИБРАТОРЕ, ПАРАЛЛЕЛЬНОМ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ ОДНОРОДНЫХ СРЕД

Дифракция электромагнитных волн на тонком вибраторе, который находится вблизи границы раздела, — одна из канонических задач теории антенн [1]. Известные теоретические результаты в этом направлении получены численными методами [2, 3] или аналитически при помощи эмпирических соображений [4].

В данной работе для частного, но практически важного случая вибратора, параллельного границе раздела двух однородных сред, получено асимптотическое выражение для тока, возбуждаемого в вибраторе заданным первичным полем. В основу работы

положен известный метод итераций (немодифицированный) [5]. Вибратор считается импедансным, вид первичного поля не конкретизируется.

Рассмотрим два однородных магнитоэлектрических полупространства $z < 0$ и $z > 0$, $-\infty < x, y < +\infty$, характеризующиеся материальными параметрами ε_1, μ_1 и ε_2, μ_2 соответственно. Сторонние источники, локализованные в конечной области или отнесенные в бесконечность, создают в описанной среде монохроматическое $(\sim e^{-i\omega t})$ первичное поле $\vec{F}_0(\vec{R}), \vec{H}_0(\vec{R}), \vec{R}(x, y, z)$, которое мы полагаем известным. Расположим параллельно оси x -ов в плоскости $z = z_c$ в верхней среде $z > 0$ проволочный вибратор в форме отрезка кругового цилиндра длиной $2l$ и диаметром $2a$. Внутренние точки вибратора определим условиями $x_1 < x < x_2, y^2 + (z - z_c)^2 \leq a^2$, где x_1 и $x_2 = x_1 + 2l$ — координаты концов вибратора.

Предположим, что вибратор является длинным и тонким: $a \ll l, |k_2 a| \ll 1$, где k_2 — волновое число в верхней среде; $k_2 = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$ ($\text{Im} \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2} \geq 0$), c — скорость света в вакууме. Тогда в рамках тонкопроволочного приближения [5] рассеянное поле $\vec{E}_s(\vec{R}), \vec{H}_s(\vec{R})$, возникающее при дифракции на вибраторе первичного поля, дается в верхней среде выражениями [6]:

$$\begin{aligned} \vec{E}_s(\vec{R}) &= \frac{j}{k_0 c \varepsilon_2} (\nabla \nabla + k_2^2 \hat{I}) \times \\ &\times \int_{x_1}^{x_2} I(x') \left[\vec{x}_0 \frac{e^{i \frac{k_2 \vec{R} \cdot \vec{R}_c}{|\vec{R} - \vec{R}_c|}}}{|\vec{R} - \vec{R}_c|} - \vec{z}_0 v(\vec{R}, \vec{R}_c) - \vec{x}_0 w(\vec{R}, \vec{R}_c) \right] dx; \\ \vec{H}_s(\vec{R}) &= (c/i\omega\mu_2) \nabla \times \vec{E}_s(\vec{R}). \end{aligned}$$

Здесь и далее $\hat{I}$ — единичная диада; ∇ — оператор „набла“; $\vec{x}_0$ и $\vec{z}_0$ — орты осей x и z ; $\vec{R}_c \equiv (x', 0, z_c)$; $v(\vec{R}, \vec{R}_c)$ и $w(\vec{R}, \vec{R}_c)$ — скалярные потенциалы, определенные при $z, z' > 0$ равенствами

$$v(\vec{R}, \vec{R}_c) = (x - x') D^{-1} \int_0^\infty J_1(xD) [R_s(x) + R_p(x)] \exp[i\gamma_2(z + z_c)] dx \quad (2)$$

$$w(\vec{R}, \vec{R}_c) = \int_0^\infty x dx J_0(xD) R_p(x) \exp[i\gamma_2(z + z_c)] / i\gamma_2;$$

$$\begin{aligned} R_s(x) &= (\gamma_2 \varepsilon_1 - \gamma_1 \varepsilon_2) / (\gamma_2 \varepsilon_1 + \gamma_1 \varepsilon_2), \quad R_p(x) = (\gamma_2 \mu_1 - \gamma_1 \mu_2) / (\gamma_2 \mu_1 + \gamma_1 \mu_2), \\ \gamma_n &\equiv \gamma_n(x) = \sqrt{k_n^2 - x^2}, \quad (n = 1, 2, \text{Im } \gamma_n \geq 0); \quad D = [(x - x')^2 + y^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (3)$$

$J_{0,1}$ — функция Бесселя.

Импедансное граничное условие для продольной компоненты суммарного электрического поля, взятое на одной из образующих вибратора:

$$E_{sx}(\vec{R}_a) + E_{ox}(\vec{R}_a) = Z_a I(x), \quad x_1 < x < x_2, \quad (4)$$

с учетом выражений (1) доставляет уравнение типа Поклингтона относительно неизвестного значения $I(x)$:

$$\left(\frac{d}{dx^2} + k_2^2 \right) \int_{x_1}^{x_2} \left[\frac{e^{ik_2|\vec{R}_a - \vec{R}'_c|}}{|\vec{R}_a - \vec{R}'_c|} - w(\vec{R}_a, \vec{R}'_c) \right] I(x') dx' = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial}{\partial z} v(\vec{R}, \vec{R}'_c) \Big|_{\vec{R}=\vec{R}_a} I(x') dx' + i\omega\epsilon_2 E_{0x}(\vec{R}_a) - i\omega\epsilon_2 Z_a I(x), \quad (5)$$

$x_1 < x < x_2$. Здесь $\vec{R}_a = (x, a, z_c)$; Z_a — внутренний импеданс проволочной антенны, который связан с поверхностным импедансом Z_s соотношением $Z_a = Z_s / 2\pi a$.

Обратив дифференциальный оператор в левой части (5), приходим к уравнению типа Халлена для $I(x)$:

$$\int_{x_1}^{x_2} K(x, x') I(x') dx' = C_1 \cos k_2 x + C_2 \sin k_2 x + \\ + (i\omega\epsilon_2 / k_2) \int_{x_1}^{x_2} \sin k_2(x - x') [E_{ox}(\vec{R}'_a) - Z_a I(x')] dx', \quad (6)$$

$$K(x, x') = \frac{e^{ik_2|\vec{R}_a - \vec{R}'_c|}}{|\vec{R}_a - \vec{R}'_c|} - w(\vec{R}_a, \vec{R}'_c) - \\ - \frac{1}{k_2} \int_{x_1}^{x_2} \sin k_2(x - x'') \frac{\partial}{\partial x''} \frac{\partial}{\partial z''} v(\vec{R}'', \vec{R}'_c) \Big|_{\vec{R}''=(x'', a, z_c)} dx'', \quad (7)$$

Здесь $\vec{R}'_a = (x', a, z_c)$, C_1 и C_2 — неизвестные постоянные, определяемые условием

$$I(x_1) = I(x_2) = 0. \quad (8)$$

Следуя известной схеме [5], выделим статическую часть в ядре интегрального оператора из левой части (6), затем перейдем к уравнению с малым параметром $\alpha = 1/2 \ln(2l/a)$:

$$I(x) = -\alpha [C_1 \cos k_2 x + C_2 \sin k_2 x + F(x/I) - \\ - (i\omega\epsilon_2 / k_2) \int_{x_1}^{x_2} E_{ox}(\vec{R}'_a) \sin k_2(x - x') dx'], \quad (9)$$

где $F(x/I)$ — зависящий от x функционал тока следующего вида:

$$F(x/I) = \int_{x_1}^{x_2} \left[\frac{e^{ik_2 |\vec{R}_a - \vec{R}'_c|}}{|\vec{R}_a - \vec{R}'_c|} I(x') - \frac{I(x)}{|\vec{R}_a - \vec{R}'_c|} - I(x') w(\vec{R}_a, \vec{R}'_c) \right] dx' + \\ + \frac{i\omega \varepsilon_2}{k_2} Z_a \int_{x_1}^{x_2} I(x') \sin k_2(x - x') dx' - \frac{1}{k_2} \int_{x_1}^{x_2} I(x') dx' \times \\ \times \int_{x_1}^{x_2} \sin k_2(x - x'') \frac{\partial}{\partial x''} \frac{\partial}{\partial z''} \Big|_{z''=z_c} v(\vec{R}'', \vec{R}'_c) dx'' \quad (10)$$

Совместно с условием (8) это уравнение образует замкнутую задачу для $I(x)$, C_1 , C_2 . Отыскивая ее решение немодифицированным методом итераций [5], в первом приближении получаем следующий итоговый результат:

$$I(x) = a \frac{v_0(x)}{\sin 2k_2 l + a\tau_1}, \quad (11)$$

$$v_0(x) = -(i\omega \varepsilon_2 / k_2) \left[\sin k_2(x - x_1) \int_{x_1}^{x_2} E_{ox}(\vec{R}'_a) \sin k_2(x_2 - x') dx' + \right. \\ \left. + \sin k_2(x_2 - x) \int_{x_1}^{x_2} E_{ox}(\vec{R}'_a) \sin k_2(x' - x_1) dx' \right]; \\ \tau_1 = -2 \int_{x_1}^{x_2} \frac{e^{ik_2 \sqrt{(x_1 - x')^2 + a^2}}}{\sqrt{(x_1 - x')^2 + a^2}} \sin k_2(x_2 - x') dx' + \quad (12)$$

$$+ \int_{x_1}^{x_2} \sin k_2(x_2 - x') dx' \int_0^{+\infty} dx J_0(x \sqrt{(x_1 - x')^2 + a^2}) x R_p(x) \exp(2i\gamma_2 z_c) / i\gamma_2 + \\ + \int_{x_1}^{x_2} \sin k_2(x' - x_1) dx' \int_0^{+\infty} dx J_0(x \sqrt{(x_2 - x')^2 + a^2}) x R_p(x) \exp(2i\gamma_2 z_c) / i\gamma_2 + \\ + \frac{1}{k_2} \int_{x_1}^{x_2} \sin k_2(x' - x_1) dx' \int_{x_1}^{x_2} \sin k_2(x_2 - x'') dx'' \int_0^{+\infty} \times \\ \times \left[\frac{J_1(x \sqrt{(x'' - x')^2 + a^2})}{\sqrt{(x'' - x')^2 + a^2}} - \frac{x (x'' - x')^2 J_2(x \sqrt{(x'' - x')^2 + a^2})}{[(x'' - x')^2 + a^2]} \right] \times \\ \times [R_s(x) + R_p(x)] i\gamma_2 \exp(2i\gamma_2 z_c) dx - \frac{i\omega \varepsilon_2}{2k_2^2} Z_a (\sin 2k_2 l - 2k_2 l \cos 2k_2 l).$$

После этого выражение для рассеянного поля, порождаемого током $I(x)$, легко находится по формулам (1).

Список литературы: 1. Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах. М. 1984. 824 с. 2. Коростин Ю. П., Долженков В. А. Дифракция электромагнитных волн на тонком горизонтальном цилиндре вблизи полупространства с потерями//Волны и дифракция. М., 1981. С. 61—64. 3. Раишковский С. Л. Исследование антенн, размещенных вблизи границы раздела двух сред, методом интегрального уравнения//Изв. вузов. Радиофизика. 1980. 23, № 7. С. 841—851. 4. King R. W. P., Shen L. C. Scattering by wires near a material half-space. IEEE Trans. Antennas and Propag. 1982. 30, N 6. P. 1165—1171. 5. Айзенберг Г. З., Белоусов С. П., Журбенко Э. М., Клигер Г. А., Курашов А. И. Коротковолновые антенны. М., 1985. 535 с. 6. Богомолов Н. М., Жук Н. П., Третьяков О. А. Интегральные уравнения электродинамики в плоскостной среде. Х., 1983. 42 с.

Поступила в редколлегию 13.02.87

SUMMARY

Asymptotic expression for current distribution in the thin impedance dipole excited by known primary field has been obtained by an iterative technique.

УДК 537.86

Д. О. БАТРАКОВ, А. А. ЗВЯГИНЦЕВ, канд. физ.-мат. наук

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕЙ, РАССЕЯННЫХ ИМПЕДАНСНЫМИ ОБЪЕКТАМИ

Быстрое развитие новых технологий производства композиционных материалов, электрически управляемых сред приводит к новым математическим моделям. С другой стороны, рост мощности и доступности современных вычислительных машин стимулирует развитие методов решения краевых задач электродинамики, ориентированных на широкое использование ЭВМ. Расчеты различных электродинамических параметров фазированных или активных антенных решеток позволяют уже на стадии предварительного проектирования выяснить предельно достижимые характеристики всей радиосистемы. Удачный выбор математической модели, создание экономичных алгоритмов, пакетов программ и корректный анализ результатов машинных экспериментов могут, таким образом, существенно повысить эффективность разработки различных антенн, оказав значительную помощь в изыскании оптимальных вариантов конструкции.

В настоящее время в теории антенн большое внимание уделяется исследованиям излучения заданного источника, расположенного вблизи экранирующей поверхности. Результаты анализа свойств незамкнутых цилиндрических и эллиптических экранов представлены в [1, 2]. В настоящей работе проведено исследование другого важного класса электродинамических структур, со-

стоящих из источника и импедансного цилиндрического экрана эллиптического поперечного сечения.

Таким образом, ставится следующая двумерная задача: синфазная нить электрического либо магнитного тока I_0 находится на расстоянии R от поверхности параллельного ей эллиптического цилиндра с полуосями a и b (рис. 1). Если $R \rightarrow \infty$, то падающее поле будет плоской волной. Зависимость от времени примем в виде $e^{-i\omega t}$. На поверхности цилиндра заданы импедансные граничные условия для амплитуд полного электрического и магнитного полей

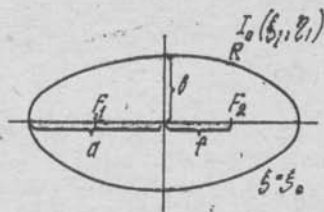


Рис. 1. Используемая система координат

$$\vec{E} - (\vec{E} \vec{n}) \vec{n} = z_s z_s [\vec{n} \vec{H}]; \quad z_s = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}, \quad (1)$$

а физико-геометрические свойства поверхности экрана описываются функцией распределения относительного поверхностного импеданса $z_s(\eta)$. В общем случае $z_s(\eta)$ может быть комплексной кусочно-непрерывной функцией от азимутальной координаты η системы координат эллиптического цилиндра. Наиболее простым способом решения задачи о рассеянии плоской либо цилиндрической электромагнитной волны является способ, когда импеданс распределен по закону

$z_s^E(\eta) = A \sqrt{\text{ch}^2 \xi_c - \cos^2 \eta}$ (если вектор напряженности электрического поля в падающей волне параллелен образующим цилиндра, E -поляризация) либо $z_s^H(\eta) = B \text{ch} \xi_c / \sqrt{\text{ch}^2 \xi_c - \cos^2 \eta}$ для

другой ортогональной линейной поляризации (H -поляризация). Если учесть, что условие (1) в рассматриваемой системе координат запишется как (E -поляризация)

$$E_z^i + E_z^s = \frac{ih^{-1} z_s^E(\eta)}{\sqrt{\text{ch}^2 \xi_c - \cos^2 \eta}} \frac{\partial (E_z^i + E_z^s)}{\partial \xi} \Big|_{\xi = \xi_c}; \quad (2)$$

$h = 2\sqrt{q}$, $q = k^2 f^2 / 4$, $k = 2\pi / \lambda_0$, то подстановка в (2) разложений амплитуд полей в ряды по волновым функциям эллиптической системы координат позволяет в этом случае получить явные выражения для неизвестных коэффициентов. (Более подробно этот процесс описан в работе [3]). Для всех остальных случаев распределения импеданса решение задачи может быть получено с помощью метода моментов. Существенно, что при любом виде зависимости импеданса от азимутальной координаты решение представляется бесконечными рядами по выбранным волновым функциям и может быть получено лишь с помощью расчетов на ЭВМ. В этой связи следует отметить особую роль частотных зависимостей интегральных характеристик антенных экранов и цилиндрических рассеивателей. В качестве такой характеристики может

выступать полная мощность излучения, уносимая полем в дальнюю зону. В настоящей работе исследовались $P_p^{E,H}$ и $P_l^{E,H}$, соответствующие падению плоской волны, излучению нити тока и определяемые как

$$P_p^{E,H} = \int_0^{2\pi} |F_p^{E,H}(\eta)|^2 d\eta \quad (3)$$

либо

$$P_p^{E,H} = \int_0^{2\pi} |F_l^{E,H}(\eta)|^2 d\eta, \quad (4)$$

где $F_p^{E,H}(\eta)$ и $F_l^{E,H}(\eta)$ — амплитудные функции [5].

Вычисление диаграмм рассеяния и излучения (ДР, ДИ) требует гораздо меньших затрат машинных ресурсов, чем расчет

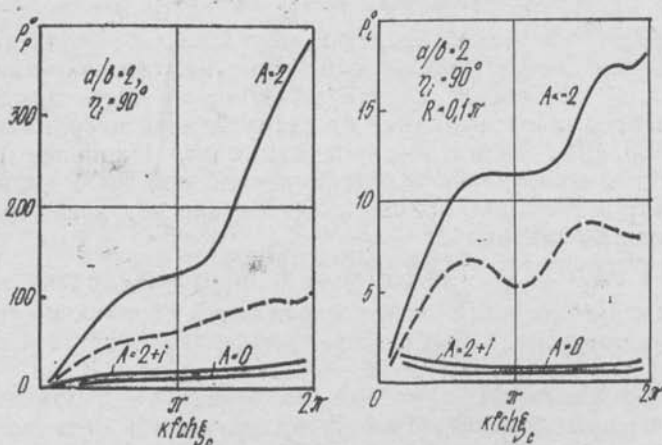


Рис. 2. Мощность рассеянного поля в зависимости от частоты

Рис. 3. Зависимость мощности излучения линейного источника от частоты

частотных характеристик, однако последние позволяют обоснованно выбирать рабочие частоты при проектировании различных радиосистем. Результаты некоторых из проведенных вычислительных экспериментов представлены на рис. 2, 3. Для сравнения показаны идентичные характеристики объектов с непрерывным распределением импеданса и с полосой модулированного импеданса (штриховые линии, $z_d = -2|\cos(4(\pi/2 - \eta_i))|$ — импеданс остальной части поверхности, ширина полосы $30-150^\circ$). Сопоставление приведенных графиков с результатами работы [1] устанавливает определенное сходство физических процессов в таких системах с процессами возбуждения незамкнутых экранов. Сюда следует, прежде всего, отнести резонансные эффекты увеличения мощности излучения линейного источника при наличии импедансного экрана. В случае незамкнутого металлического экрана это явление

ние во многом сходно с известными акустическими эффектами, используемыми в музыкальных инструментах. Поскольку результаты настоящей работы получены с помощью односторонних граничных условий, поведение исследуемых характеристик объясняется наличием резонансов поверхностных волн, обтекающих цилиндр в азимутально противоположных направлениях, и усилением поля излучения за счет притока мощности во внешнюю среду через поверхность рассеивателя.

Список литературы: 1. Захаров Е. Б., Пименов Ю. В. Численный анализ дифракции радиоволн. М., 1982. 184 с. 2. Компаренок В. Н., Шестопалов В. П. Метод частичного обращения оператора для сумматорных функциональных уравнений с ядром в виде периодических функций Матве//Докл. АН СССР. 1978. 239, № 4. С. 811—814. 3. Батраков Д. О., Звягинцев А. А. Излучение линейного источника в присутствии эллиптического цилиндра с переменным импедансом. К., 1984. 16 с. Деп. в УкрНИИТИ 22.03.84, № 1665. 4. Батраков Д. О., Звягинцев А. А. Применение метода моментов в задаче о возбуждении импедансного эллиптического цилиндра. К., 1985. 16 с. Деп. в УкрНИИТИ 16.04.85, № 630. 5. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. Минск, 1968. 239 с.

Поступила в редколлегию 26.10.86

SUMMARY

Two dimensional problem of the scattering plane and cylindrical electromagnetic waves by infinite cylindrical reflectors with the impedance cover is considered. Numerical results for the surfaces with continuous and discontinuous surface impedances is shown and discussed.

УДК 621.372.822

А. Т. ГОЛОВИН

РАССЕЯНИЕ ВОЛНОВОДНОЙ ВОЛНЫ НА РЕЗОНАНСНОЙ ДИАФРАГМЕ С ДВУХСЛОЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНКОЙ

При теоретическом исследовании неоднородностей в волноводах обычное разделение волн на множество Е- и Н-типов по отношению к оси распространения z неудобно, поскольку любая неоднородность, внесенная в волновод, неизбежно нарушает симметрию системы относительно этой оси. Если же разделять волны на множества Е- и Н-типов по отношению к x -оси (LM- и LE-волны), то любое препятствие, сохраняющее симметрию системы вдоль нее, не вызывает преобразования одних волноводных типов волн в другие.

Задачу о прохождении волны через резонансную диафрагму в прямоугольном волноводе, выполненную из идеально проводящего металла, в раскрыве которой расположена пластинка из двухслойного диэлектрика с комплексными проницаемостями

$\epsilon_1 = \epsilon'_1 - i\epsilon''_1$ и $\epsilon_2 = \epsilon'_2 - i\epsilon''_2$, будем решать методом частичных областей с помощью базиса волн LM - и LE -типа. Методика анализа, используемая в работе, основана на разложении в бесконечные ряды по волноводным модам полей в волноводе по обе стороны от диафрагмы.

Составляющие электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ полей в каждой из частичных областей находим через x -составляющие векторов Герца Π^{LM} и Π^{LE} по известным электродинамическим формулам:

$$\vec{H} = -ik\epsilon \operatorname{rot} \Pi^{LM} \vec{x}_0 + \operatorname{grad} \operatorname{div} \Pi^{LE} \vec{x}_0 + k^2 \epsilon \mu \Pi^{LE} \vec{x}_0,$$

$$\vec{E} = ik\mu \operatorname{rot} \Pi^{LE} \vec{x}_0 + \operatorname{grad} \operatorname{div} \Pi^{LM} \vec{x}_0 + k^2 \epsilon \mu \Pi^{LM} \vec{x}_0.$$

Из условий непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границах раздела свободное пространство — диэлектрик внутри объема, занимаемого диафрагмой, получаем функциональные соотношения, связывающие неизвестные амплитудные коэффициенты полей в областях 2 и 5. Удовлетворяя граничным условиям на входном и выходном отверстиях диафрагмы, приходим к системам уравнений, которые известным методом* переразложения системы функций, полной на одном интервале, по системе функций, полной на другом интервале, преобразуются в бесконечные системы связанных алгебраических уравнений относительно амплитуд поля падающей, отраженной и прошедшей волн.

Такие величины, как коэффициенты отражения и прохождения, могут быть найдены численным методом с помощью ЭВМ при любом соотношении между длиной волны и геометрическими размерами диафрагмы. Однако если сделать некоторые упрощающие предположения, характерные для практических приложений, то удастся получить аналитические выражения для названных выше коэффициентов. Смысл этих предположений следующий: полагаем, что основной волновод является одномодовым и толщина диафрагмы такова, что все высшие моды, возникающие при рассеянии падающей электромагнитной волны на диафрагме, локализованы вблизи края диафрагмы, т. е. в областях 2 и 5 учитываем только основную волну. В этом случае выражение для коэффициента прохождения основной волны имеет вид

$$T_{10} = \frac{-2i\theta_x \theta_y v_{10}/u_{10} N_{10} e^{-iv_{10}r}}{\Lambda + i\theta_x \theta_y k/u_{10} S (\Lambda_2 - \Lambda_1 - i\theta_x \theta_y k/u_{10} X S)},$$

$$\Lambda = \psi \sin u_{10} r_2 + \varphi \cos u_{10} r_2, \quad \Lambda_1 = \varphi_1 \cos u_{10} r_2 - \psi_1 \sin u_{10} r_2,$$

$$\Lambda_2 = \psi \cos u_{10} r_2 - \varphi \sin u_{10} r_2, \quad X = \Lambda^{-1} (\Lambda_1 \Lambda_2 - \varphi_1 \psi - \psi_1 \varphi),$$

$$S = \sum_{m=1}^M \sum_{n=0}^N \left[k^2 - \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \right] N_{mn} / kv_{mn},$$

* Шестопалов В. П. Дифракция волн на решетках. X., 1973. 287 с.

$$\begin{aligned}\varphi &= (U_{12}p_1 - p_2) \sin u_{10}r_1 - (U_2p_4 + U_1p_3) \cos u_{10}r_1, \\ \varphi_1 &= -(U_{12}p_1 - p_2) \cos u_{10}r_1 - (U_2p_4 + U_1p_3) \sin u_{10}r_1, \\ \psi &= (U_{12}^{-1}p_1 - p_2) \cos u_{10}r_1 + (U_2^{-1}p_4 + U_1^{-1}p_3) \sin u_{10}r_1, \\ \psi_1 &= -(U_{12}^{-1}p_1 - p_2) \sin u_{10}r_1 + (U_2^{-1}p_4 + U_1^{-1}p_3) \cos u_{10}r_1,\end{aligned}$$

$$U_1 = \frac{u_{10}^{(1)}}{u_{10}}, \quad U_2 = \frac{u_{10}^{(2)}}{u_{10}}, \quad U_{12} = \frac{u_{10}^{(2)}}{u_{10}^{(1)}},$$

$$p_1 = \sin u_{10}^{(1)} d_1 \sin u_{10}^{(2)} d_2, \quad p_2 = \cos u_{10}^{(1)} d_1 \cos u_{10}^{(2)} d_2,$$

$$p_3 = \sin u_{10}^{(1)} d_1 \cos u_{10}^{(2)} d_2, \quad p_4 = \cos u_{10}^{(1)} d_1 \sin u_{10}^{(2)} d_2;$$

$$v_{mn} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}, \quad u_{qs} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{q\pi}{c}\right)^2 - \left(\frac{s\pi}{d}\right)^2},$$

$u_{qs}^{(1,2)} = \sqrt{k^2 \varepsilon_{1,2} - \left(\frac{q\pi}{c}\right)^2 - \left(\frac{s\pi}{d}\right)^2}$ — волновые числа; $\theta_x = a/b$, $\theta_y = c/d$ — относительные размеры поперечного сечения волновода и отверстия в диафрагме;

$$N_{mn} = \left[\frac{8 \cos \frac{\pi}{2} m \theta_x \sin \frac{\pi}{2} m \sin \frac{\pi}{2} n \theta_y}{\pi (1 - (m \theta_x)^2) \frac{\pi}{2} n \theta_y} \cos \frac{\pi}{2} n \right]^2,$$

d_1, d_2 — толщина первого и второго диэлектрика соответственно; r_1 — расстояние от входного отверстия диафрагмы до диэлектрической пластины; r_2 — расстояние от пластины до выходного отверстия диафрагмы.

Приведем некоторые результаты расчетов характеристик резонансных диафрагм, проведенных с помощью ЭВМ. Они получены

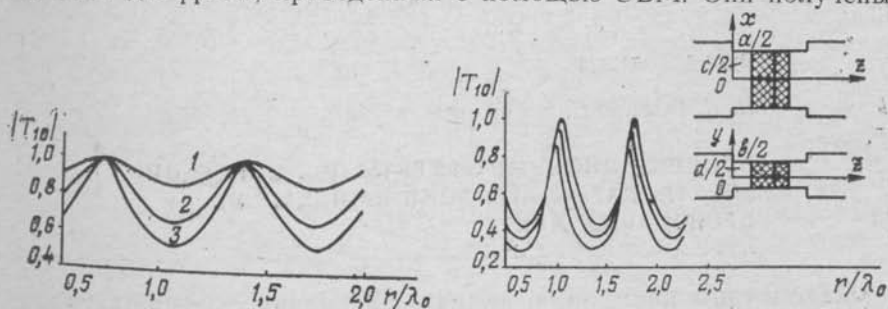


Рис. 1. Зависимости модуля от толщины диафрагмы в отсутствие диэлектрика

Рис. 2. Зависимости модуля от толщины диафрагмы при наличии диэлектрика

для диафрагмы с симметрично расположенными отверстиями и следующих параметров задачи: $a=23$ мм, $b=10$ мм, $c=19$ мм, $d=8$ мм, $M=5$, $N=10$.

На рис. 1 представлены зависимости модуля коэффициента прохождения $|T_{10}|$ волны типа $LE_{10} \equiv TE_{10}$ единичной амплитуды от толщины диафрагмы l в отсутствие диэлектрика. С увеличением l расстояния между двумя соседними резонансами стремятся к половине длины волны LE_{10} — типа волновода, соответствующего отверстию диафрагмы, что связано с затуханием высших типов волн в этом волноводе. Из рис. 1 видно, что с увеличением высоты отверстия диафрагмы крутизна резонансной кривой возрастает, что вызвано увеличением добротности резонансного объема ($1-d=4$; $2-d=6$; $3-d=8$).

На рис. 2 показана та же зависимость при наличии внутри диафрагмы пластинки из двухслойного диэлектрика. Длина волны падающего поля $\lambda_0 = 26,92$ мм. Параметры диэлектриков следующие: $d_1 = 1$ мм; $d_2 = 0,003$ мм; $\epsilon'_1 = 9,8$; $\epsilon'_2 = 500-1500$; $\text{tg } \delta_2 = 0,04$. С увеличением ϵ'_2 , т. е. с ростом потерь, модуль коэффициента прохождения в точках резонанса уменьшается. Изменение ϵ'_2 приводит к смещению резонансной частоты. Чем больше толщина диэлектрического слоя, тем заметнее это смещение. Увеличение реальной части диэлектрической проницаемости ϵ'_2 влияет и на абсолютное значение $|T_{10}|$, поскольку часть энергии расходуется на возбуждение высших типов волн в диэлектрике.

Численный анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о возможности использования резонансных свойств диафрагмы для определения параметров диэлектрических материалов.

Поступила в редколлегию 16.12.86

SUMMARY

The vectorial problem of the scattering waves in the rectangular waveguide by resonant diaphragm with the two-layer dielectric plate has been solved. Results of numerical calculations are given which show the possibility of resonant diaphragm application for the determination of dielectric penetrance of the thin films.

УДК 621.371.334

Н. Н. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук, Н. П. ЕЛИСЕЕВА

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ ЛЕНТЕ

Рассмотрим двумерную задачу дифракции плоской электромагнитной волны с произвольной поляризацией $(E_z \vec{z}^0 + E_{\varphi_0} \vec{\varphi}^0) \times \times e^{-ikr \cos(\varphi - \varphi_0)} e^{-i\omega t}$ на бесконечно тонкой идеально проводящей ленте шириной L (рис. 1) при нормальном падении. Здесь $E_{z_0} = \cos \beta_0 e^{i\Phi_2}$, $E_{\varphi_0} = \sin \beta_0 e^{i\Phi_1}$, β_0 — угол между плоскостью поляри-

зации падающей волны и нормалью к краям ленты. Исследуем рассеянное лентой поле и изменение состояния поляризации волны в точке наблюдения P на конечном расстоянии от ленты в зависимости от параметра kL при изменении положения верхнего

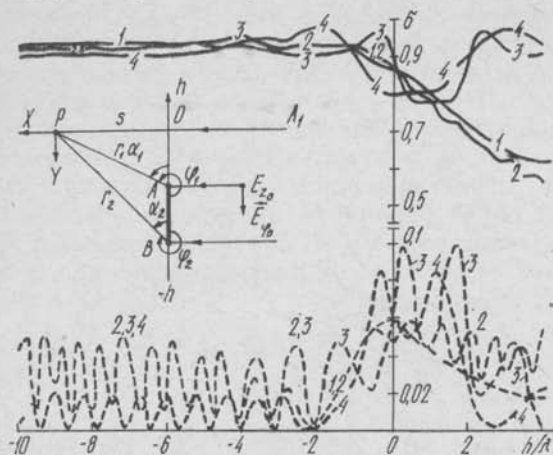


Рис. 1. Зависимости коэффициента эллиптичности σ от положения ленты

края ленты относительно линии визирования в пределах $-h/\lambda \div +h/\lambda$.

Для данной геометрии задачи при выполнении условия $kL \gg 1$ в интерпретации геометрической теории дифракции асимптотика полного поля в приближении первичной дифракции записывается в виде:

$$U(P) = U_{\text{го}}\chi + U_A + U_B. \quad (1)$$

Здесь $U_{\text{го}}$ — геометрикооптическое (ГО) поле падающей волны; χ — коэффициент его затенения, равный единице в области света и нулю — в области тени; U_A, B — поля первичных цилиндрических краевых волн с центрами на краях ленты A и B . Полярные координаты точки наблюдения в собственных системах координат краевых волн связаны с геометрическими параметрами задачи, обозначенными на рис. 1, следующим образом: $r_1 = (s^2 + h^2)^{1/2}$, $r_2 = [s^2 + (|h| + L)^2]^{1/2}$; $\varphi_1 = 180^\circ + \alpha_1$, $\varphi_2 = 360^\circ - \alpha_2$ при $h < 0$; $\varphi_1 = 360^\circ - \alpha_1$, $\varphi_2 = 180^\circ + \alpha_2$ при $h > 0$, где $\alpha_1 = \arctg(s/|h|)$, $\alpha_2 = \arctg[s/(|h| + L)]$. Для анализа поля в точке наблюдения P введем прямоугольную систему координат XYZ , на оси которой проектируются поля краевых волн в собственных системах координат.

В любой точке пространства вектор напряженности полного электрического поля определяется как $\vec{E} = (E_z \vec{z}^0, 0, 0)$ — в случае E -поляризации падающей волны и $\vec{E} = (0, E_\varphi \vec{\varphi}^0, E_r \vec{r}^0)$ — при H -поляризации. Каждая из компонент вектора определяется по формуле (1), где компоненты ГО поля и поля первичных краевых волн с края A выделены из решения задачи дифракции плоской

электромагнитной волны на крае идеально проводящей плоскости в [1]. Выражения для полей на крае B получаются из аналогичных для края A заменой r_1, φ_1 на r_2, φ_2 с учетом противофазности падающего поля на край B .

В зависимости от положения верхнего края ленты относительно линии визирования структура поля изменяется. При принятой геометрии задачи в интервале $h = (0 \div L)$ находится область тени падающего поля. При $h_{\text{гр}1} = 0$ и $h_{\text{гр}2} = L$ точка наблюдения находится на границах свет—тень падающей волны соответственно для краев A и B . При всех остальных h наблюдается суперпозиция падающего и дифрагированного полей. Строгие равномерные представления полей первичной дифракции в собственных системах координат на краях A и B , справедливые как в области полутени, так и вне ее, на любом расстоянии от краев ленты имеют вид в случае E -поляризации:

$$E_{z_{A,B}}(P) = E_{z_0} [T(\xi_{A,B}) + T(\xi_{A,B}^*)], \quad (2)$$

для H -поляризации

$$E_{\varphi_{A,B}} = E_{\varphi_0} [T(\xi_{A,B}) + T(\xi_{A,B}^*) - (e^{i(kr_{1,2} + \pi/4)} / \sqrt{\pi k r_{1,2}}) \cos(\varphi_{1,2}/2)]; \quad (3)$$

$$E_{r_{A,B}} = E_{\varphi_0} [T(\xi_{A,B}) + T(\xi_{A,B}^*) - (e^{i(kr_{1,2} + \pi/4)} / \sqrt{\pi k r_{1,2}}) \sin(\varphi_{1,2}/2)],$$

где $T(\xi_{A,B}) = \pm U_{r_0}(P) [\Phi(\sqrt{2kr_{1,2}} e^{-i\pi/4} \cos[45^\circ - (\varphi_{1,2}/2)]) - 1]/2$;

$$T(\xi_{A,B}^*) = \pm U_{r_0}^*(P) [\Phi(\sqrt{2kr_{1,2}} e^{-i\pi/4} \cos[45^\circ + (\varphi_{1,2}/2)]) - 1]/2. \quad (4)$$

Знаки перед выражениями в (4) берутся: $+$ — в области света соответствующего ГО поля, $-$ — в области его тени. Здесь

$\Phi(\xi/\sqrt{i}) = (2e^{-i\pi/4}/\sqrt{\pi}) \int_0^\xi e^{it^2} dt$ — комплексный интеграл вероятности с аргументом ξ .

Формулы перевода компонент полей из собственных цилиндрических систем координат на кромках в общую прямоугольную систему XYZ в точке наблюдения имеют вид

$$E_x = \frac{1}{\pm} \sin \varphi_{1,2} E_{r_{1,2}} - \cos \varphi_{1,2} E_{\varphi_{1,2}}; \quad E_y = \pm \cos \varphi_{1,2} E_{r_{1,2}} \mp \sin \varphi_{1,2} E_{\varphi_{1,2}}; \quad E_z = \pm E_{z_{1,2}}. \quad (5)$$

Знаки соответствуют верхнему и нижнему краям соответственно.

Из анализа поля дифракции при нормальном падении волны следует отметить симметрию поля относительно линии визирования при определенных значениях h для верхнего края ленты, при которой выполняется следующая зависимость:

$$E(\mp|h|) = E(\pm|h| + L). \quad (6)$$

Из (6) видно, что линия симметрии для полного поля соответствует значению $h = L/2$. При этом края ленты находятся на одинаковом расстоянии от точки наблюдения и дифрагированные

лучи приходят под одинаковым углом с равной амплитудой. Проекции компонент поля на оси системы координат XYZ вычисляются по (5) и с учетом противоположности знака падающего ГО поля в системах координат на краях A и B компоненты полного поля при $h=L/2$ равны $E_x=0$, $E_y=2E_{yA}$, $E_z=2E_{zA}$.

На ЭВМ проведены расчеты амплитуд, фаз и поляризационных характеристик полного поля для $s/\lambda=5$; 20 при $L/\lambda=1$; 2 и 20.

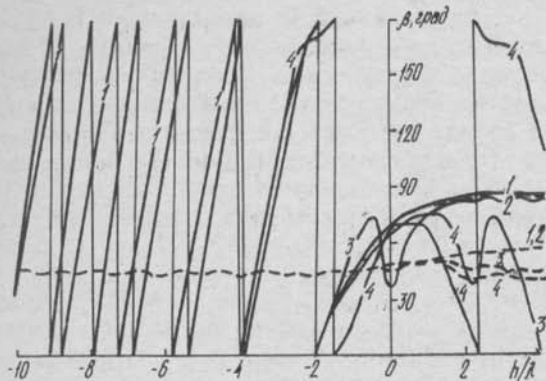


Рис. 2. Зависимости угла ориентации β поляризационного эллипса от положения ленты

Из анализа зависимости амплитуд ортогональных компонент электромагнитного поля от расстояния h/λ следует, что при $L/\lambda=20$ ($kL=40\pi$) наблюдается приближение к аналогичным зависимостям компонент поля дифракции на полуплоскости, приведенным в [2], в области света ($h<0$) и наложение осцилляций с небольшой амплитудой в области тени ($h>0$) как при $s/\lambda=5$, так и при $s/\lambda=20$. При $kL=2\pi$, 4π и $s=5\lambda$ для E_z - и E_y -компонент поля наблюдается осциллирующая зависимость вблизи единицы с амплитудой до 0,2 и значительный провал, начиная с $h/\lambda=-2$, с всплеском при $h=L/2$, относительно которого наблюдается симметрия. При $s/\lambda=20$ период осцилляций амплитуды увеличивается, начало провала смещается к $h/L=-4$ и достигает $0,8 E_0$ для $kL=2\pi$. Для E_x -компоненты характерны осциллирующая зависимость в области тени с амплитудой, близкой к 0,1, с увеличением числа осцилляций при увеличении kL и нуль при $h=L/2$.

Перейдем к анализу поляризационных характеристик поля, дифрагировавшего на ленте. На рис. 1, 2 представлены результаты расчетов зависимостей коэффициента эллиптичности σ и угла ориентации β поляризационного эллипса от h/λ при $s/\lambda=5$ (сплошные кривые для случая падающей волны с круговой поляризацией, пунктирные — для линейнополяризованной падающей волны, плоскость поляризации которой ориентирована под углом $\beta_0=45^\circ$ к кромке ленты). Кривые 1 — зависимости поляризационных характеристик поля дифракции на полуплоскости; 2, 3, 4 — на ленте шириной $L/\lambda=20$; 2 и 1 соответственно.

При анализе зависимости коэффициента эллиптичности, в случае круговой поляризации падающей волны (рис. 1 — сплошные кривые), отметим полное совпадение кривых 1 и 2 в области света и большую скорость уменьшения значений σ на кривой 2 в области тени. Так, при полном совпадении значений $\sigma=0,87$ на кривых 1 и 2 при $h=0$ для $h/\lambda=4$ наблюдаются значения $\sigma=0,56$ на кривой 2 и $\sigma=0,64$ — на кривой 1. Для $L/\lambda=2,1$ (кривые 3, 4) характерны незначительные осцилляции вблизи значения $\sigma=0,9$ с максимумом $\sigma=0,95$ при $h/\lambda=0,5$ и $h/\lambda=2$ соответственно в области света и падение значения σ до 0,78 и 0,8 в области тени. Более быстрый спад значений σ наблюдается при $L/\lambda=3$. Переходя к анализу угла ориентации поляризационного эллипса в этом случае (рис. 2 — сплошные кривые), следует отметить вращение плоскости поляризации вектора электрического поля в области света. В области тени угол β стремится к 90° на кривых 1 и 2 и его зависимость имеет форму лепестков на кривых 2 и 3.

В случае линейнополяризованной волны коэффициент эллиптичности (рис. 1 — пунктирные кривые) имеет осциллирующую зависимость с амплитудой до 0,02 на кривой 1 и 0,04 — на кривых 2, 3, 4. В области полутени кривые 1 и 2 совпадают при $h=0$, достигая $\sigma=0,05$, а в области тени заметна осциллирующая зависимость на кривой 2. При $L/\lambda=2,1$ максимум коэффициента эллиптичности достигает 0,1. Угол ориентации поляризационного эллипса (рис. 2 — пунктирные кривые) остается почти без изменения в области света, достигая в полутеневои области значения $\beta=50^\circ$ на кривых 2, 3, и монотонно растет до 60° на кривых 1 и 2.

Наблюдаемая в области тени ленты деполяризация волны происходит за счет особенностей диаграмм направленности краевых волн при E - и H -поляризациях падающей волны.

Список литературы: 1. Горобец Н. Н., Елисеева Н. П. Поляризационные эффекты при дифракции электромагнитных волн на идеально проводящей наклонной полуплоскости // Вестн. Харьк. ун-та. 1986. № 285: Радиофизика и электроника. С. 39—47. 2. Горобец Н. Н., Елисеева Н. П. Дифракция электромагнитной волны на наклонной полуплоскости в ближней зоне // К., 1985. С. 34. Деп. в УкрНИИНТИ 11.09.85, № 2131.

Поступила в редколлегию 16.01.87

SUMMARY

The change in polarisation of electromagnetic wave diffracted by an ideally conducting strip is investigated by means of the geometrical theory of diffraction.

The wave depolarisation is shown to increase in the halfshadow region with the strip-width decrease.

А. В. ВОДОЛАЖЕНКО, В. Б. КАЗАНСКИЙ, д-р физ.-мат. наук,
В. В. ЛЕМЕНТАРЕВ

ВЫСОКОДОБОРНЫЕ КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ СЕЛЕКТИВНЫЕ СИСТЕМЫ

В работе исследуются электродинамические характеристики бесконечной вдоль оси Oy периодической (с периодом l) решетки из идеально проводящих брусков прямоугольного поперечного сечения высотой $2H$. Волноведущие каналы (щели шириной d) заполнены симметричной относительно плоскости $z=0$ кусочно-однородной вдоль Oz слоистой средой с произвольным в общем случае числом слоев $(2t+1)$ из различного материала (ϵ_i^*). Толщина t -слоя — Δt . Решетка возбуждается плоской монохроматической электромагнитной волной длины λ , волновой вектор $\vec{k}$ которой образует в плоскости zOy угол φ с нормалью к решетке, а вектор напряженности электрического поля ориентирован параллельно оси Ox (случай Е-поляризации).

Решение задачи методом перераспределений приводит к бесконечным системам линейных алгебраических уравнений 1-го рода относительно коэффициентов прохождения d_n и отражения a_n n -х гармоник:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (\Gamma_n - Q_{mt} \Phi_m^{\pm}) Z_{mn} \begin{Bmatrix} X_n \\ Y_n \end{Bmatrix} = 2\Gamma_0 Z_{m0}; |y| < \frac{d}{2};$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} X_n \\ Y_n \end{Bmatrix} \beta_{mn} = 0; m = 1, 2, \dots, \infty; \frac{d}{2} \leq |y| \leq \frac{l}{2}. \quad (1)$$

Здесь приняты обозначения

$$\Gamma_n = 2\pi \sqrt{(\alpha + n)^2 - \alpha^2}; \alpha = \sin \varphi; Q_{mt} = 2\pi \sqrt{\epsilon_t^* \alpha^2 - \left(\frac{m}{2}\right)^2};$$

$$Z_{mn} = i \exp\left(i \frac{\pi m}{2}\right) \frac{m}{2} \frac{\sin\left[\theta(\alpha + n) + \frac{m}{2}\right]}{\theta^2(\alpha + n)^2 - \left(\frac{m}{2}\right)^2}; \quad \alpha = \frac{l}{\lambda}; \quad \theta = \frac{d}{l};$$

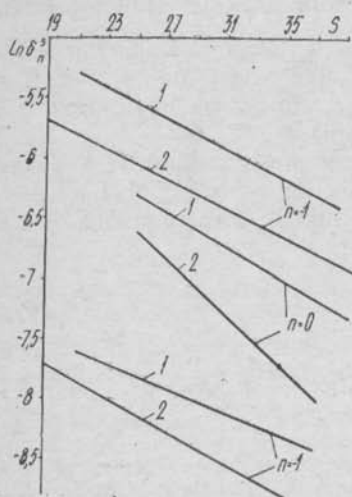
$$\Phi_m^{\pm} = \begin{Bmatrix} -i \cdot \operatorname{tg} \\ \operatorname{ctg} \end{Bmatrix} \left(Q_{mt} h_t + \dots + \operatorname{arctg} \left(\frac{Q_{m0}}{Q_{m1}} \operatorname{tg} (Q_{m0} h_0) \right) \dots \right);$$

$$\beta_{mn} = (-1)^n \sin \left[(1 - \theta)(\alpha + n) + \frac{m}{2} \right] \left/ \left[(1 - \theta)^2(\alpha + n)^2 - \left(\frac{m}{2}\right)^2 \right] \right|;$$

$$\begin{Bmatrix} X_n \\ Y_n \end{Bmatrix} = (a_n + d_n) \exp(\Gamma_0 H / l) + \beta_n^0; \quad h_0 = \frac{\Delta_0}{2l}; \quad h_m = \frac{\Delta_m}{l}.$$

Системы решались численно методом редукции. При выполнении условия $N_{\text{ш}}/N_M = 0/(1-0)$, где $N_{\text{ш}}$ и N_M — число уравнений, взятых из подсистем, определенных на щели и на металле соответственно, обеспечивается покоординатная $(|z_n^* - \alpha_n^k| \rightarrow 0)$ сходимость решения к точному при порядке редукции $k \rightarrow \infty$ [1]. Исходя из рекомендаций (см., например, [2]), ошибка решения (1) при ограниченном порядке редукции может быть аппроксимирована формулой $\alpha_n^* - \alpha_n^k = C(x, 0) k^{-\xi}$, $\xi > 0$, что приводит к $\sigma_n^k = \alpha_n^k - \alpha_n^{k-1} \sim k^{-\xi-1}$.

Построим зависимости $\ln \sigma_n^s(s)$ (рисунок), где в качестве α_n взяты модули коэффициентов отражения 0- и (± 1) -й пространственных гармоник для частного случая $\epsilon_0^* = 2,5$; $\epsilon_1^* = 4,5$; $\epsilon_2^* = 6,5$; $x = 0,7$; $\theta = 0,5$; $\varphi = 40^\circ$, а $s = 2k + 1$. Тогда точки, для которых пределы суммирования были четными числами, определяют прямую 1 для каждой моды, а те точки, для которых эти пределы были нечетными, — 2. Такое



Зависимости $\ln \sigma_n^s(s)$

расщепление «корректировочных» прямых связано с изменением пределов суммирования $(0, \infty)$ [2] на $(-\infty, \infty)$ в данной работе. Кроме того, «корректировочные» прямые $\ln \sigma_n^s(s)$ для каждой моды взаимно непараллельны. На этом же рисунке приведены аналогичные прямые для такой же структуры, но с заполнением $\epsilon_j^* \equiv 1$. При этом расщепление сохраняется, но прямые 1 и 2 становятся параллельными. Значит, отсутствие параллельности между ними связано с введением диэлектрических вставок в волноведущие каналы структуры. Поскольку каждой из прямых соответствует своя скорость сходимости, то переход с одной из них на другую равносильен локальному ее изменению. Тогда общий ход зависимости $\alpha_n^k(k)$ имеет «осциллирующе-асимптотический» характер, при котором увеличение k на малое число $(1 \div 3)$ может привести не к повышению, а к понижению точности результатов, хотя общая тенденция стремления α_n^k к α_n^* с ростом k сохраняется. Используя графики, подобные представленным на рисунке, было определено, что в двухмодовом режиме ($n=0$; -1) для обеспечения точности по основной гармонике не хуже 5 % достаточно ограничиться значением $s=21$.

Исследовалась динамика электродинамических параметров структуры в зависимости от геометрических размеров вставок,

величин связей между ними и со свободным пространством, и проводилась параметрическая оптимизация для некоторых фиксированных частот. Так, для случая использования двух симметрично расположенных диэлектрических вставок со значением $\epsilon_1^* = 10$ (нормальное падение) и толщиной $h_1 = 0,8$ при общей высоте структуры $2H = 3,2l$ добротность резонансов прохождения принимает значения от 1100 до 2000 и выше (в зависимости от величин связи — h_0 и h_2). При этом также осуществляется в широких пределах управление амплитудой прошедшего сигнала. Избирательность по соседнему каналу W при 0,2 %-ной отстройке от центральной частоты резонансной характеристики (κ_p) не хуже 20 дБ, а для 1 %-ной отстройки значение W возрастает до 40 дБ. Изменение высоты вставок (их взаимная связь фиксирована) существенным образом сказывается на положении полосы прохождения по оси частот (6 %-ное увеличение κ_p при уменьшении h_1 от 0,6 до 0,2). В случае углового сканирования возможно осуществление режима, при котором неравномерность угловой характеристики не превышает 0,5 дБ при $\varphi \in [0^\circ, 50^\circ]$. Поскольку свойства данной структуры определяются большим числом переменных величин, то при решении задачи синтеза проводилась численная оптимизация. Получение заданных характеристик структуры путем выбора ее параметров осуществлялось с помощью метода многогранников. Вследствие линейности задачи и рассмотрения относительно небольшого числа варьируемых параметров (до 4) данный метод обладает хорошей сходимостью.

Список литературы: 1. Масалов С. А. О некоторых бесконечных системах в теории дифракции волн//Докл. АН УССР. 1979. № 2. С. 86—89. 2. Кириленко А. А., Сенкевич С. Л. Сравнение эффективности четырех методов решения волноводных задач//Радиотехника и электроника. 1984. 29, № 6. С. 1089—1097.

Поступила в редколлегию 25.01.86

SUMMARY

The problem of diffraction of E-polarized monochromatic plane wave by grating of ideally conducting metallic squared beams with series spaced in waveguide canals dielectric bushes is solved. The questions of numerical convergence of results are considered. High quality factor resonances are revealed. There are investigated conditions of wave reflection and transmission. Numerical experiment and parameter optimization have been conducted.

ПОЛЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ
В ПРИСУТСТВИИ ДВУХ СФЕРИЧЕСКИХ СЕГМЕНТОВ

Рассмотрим дифракцию электромагнитных волн, порождаемых вертикальным электрическим диполем, на двух бесконечно тонких сферических сегментах, изображенных на рис. 1 в проекции

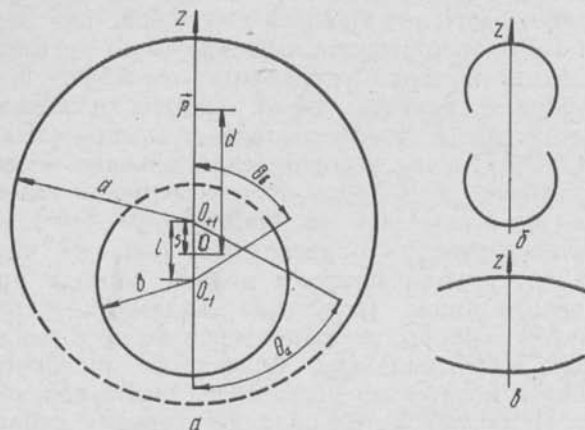


Рис. 1. Некоторые варианты взаимного расположения экранов в проекции на плоскость, проходящую через ось симметрии системы

на плоскость, проходящую через их общую ось симметрии. При этом считается, что диполь расположен на оси симметрии системы; поверхности сегментов предполагаются идеально проводящими.

Введем локальные системы сферических координат $(r_{+1}, \theta_{+1}, \varphi)$, $(r_{-1}, \theta_{-1}, \varphi)$ с центрами O_{+1} и O_{-1} , совпадающими с центрами кривизны сегментов. В случае вложенных сферических сегментов (рис. 1, а) считаем, что с внутренним сегментом связана система координат $(r_{-1}, \theta_{-1}, \varphi)$, в остальных случаях система координат $(r_{+1}, \theta_{+1}, \varphi)$ расположена выше по оси z системы координат $(r_{-1}, \theta_{-1}, \varphi)$. Начало основной системы координат (r, θ, φ) поместим в точку O , находящуюся между центрами кривизны сегментов на расстоянии s от центра O_{+1} . Пусть S_a, S_b — поверхности сегментов соответственно с центрами O_{+1} и O_{-1} ; S'_a, S'_b — дополнения S_a, S_b до сфер. Геометрия рассматриваемой структуры описывается следующими параметрами: a, b (θ_a, θ_b) — радиусы кривизны (углы раскрытия) сегментов — соответственно с центрами O_{+1} и O_{-1} ; l — расстояние между центрами O_{+1} и O_{-1} ; $\theta_{\pm 1}, \varphi_{\pm 1}$ — угол ориентации начала $O_{\pm 1}$ системы координат $(r_{\pm 1}, \theta_{\pm 1}, \varphi)$ в системе координат $(r_{\mp 1}, \theta_{\mp 1}, \varphi)$ (принимает значения 0 или π); $\psi_{\pm 1}$ — параметры, связанные с углами ориентации цент-

ров поверхностей S'_a и S'_b соответственно в системах координат с центрами O_{+1} и O_{-1} следующим образом: если отверстие сегмента с центром $O_{\pm 1}$ направлено в положительном направлении оси z , то $\psi_{\pm 1} = 0$, в противном случае $\psi_{\pm 1} = 1$. Расстояние от диполя до центра O основной системы координат (r, θ, φ) равно d .

Относительно взаимного расположения элементов открытой структуры $S = S_a \cup S_b$ предположим, что

$$(S_a \cup S'_a) \cap S_b = \emptyset \text{ и } (S_b \cup S'_b) \cap S_a = \emptyset, \quad (1)$$

т. е. не допускается пересечение одного сегмента с границей сферической области другого.

Как известно [1], монохроматическое электромагнитное поле однозначно определяется удовлетворяющими уравнению Гельмгольца $\Delta w + k^2 w = 0$ электрическим u и магнитным v потенциалами Дебая (всюду далее опускается зависимость полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$ от времени в виде множителя $\exp(-i\omega t)$). Вместо рассеянного поля будем искать определяющие его потенциалы Дебая, которые в таком случае должны удовлетворять уравнению Гельмгольца, обеспечивать выполнение соответствующих граничных условий, условия излучения и условия конечности энергии поля в любой ограниченной области пространства. Для решения задачи применим метод частичных областей. Можно показать, что при рассматриваемом способе возбуждения рассеянное поле таково, что магнитный потенциал Дебая тождественно равен нулю, а наличие и у экранов и у источника симметрии относительно оси z приводит к осевой симметрии также и рассеянного поля. Ввиду этого будем искать во всем пространстве электрический потенциал Дебая в виде

$$u = u^0 + \begin{cases} u_A^i + u_B^e, & r_{+1} \leq a \wedge r_{-1} \geq b; \\ u_A^e + u_B^i, & r_{+1} \geq a \wedge r_{-1} \leq b; \\ u_A^e + u_B^e, & r_{+1} \geq a \wedge r_{-1} \geq b \end{cases} \quad (2)$$

— в случае разнесенных сегментов ($l > a + b$);

$$u = u^0 + \begin{cases} u_A^i + u_B^e, & r_{+1} \leq a \wedge r_{-1} \geq b; \\ u_A^i + u_B^i, & r_{-1} \leq b; \\ u_A^e + u_B^e, & r_{+1} \geq a \end{cases} \quad (3)$$

— в случае вложенных сегментов ($l < a - b$);

$$u = u^0 + \begin{cases} u_A^i + u_B^e, & r_{+1} \leq a \wedge r_{-1} \geq b; \\ u_A^i + u_B^i, & r_{+1} \leq a \wedge r_{-1} \leq b; \\ u_A^e + u_B^i, & r_{+1} \geq a \wedge r_{-1} \leq b; \\ u_A^e + u_B^e, & r_{+1} \geq a \wedge r_{-1} \geq b \end{cases} \quad (4)$$

— в случае пересекающихся сегментов ($a-b \leq l \leq a+b$), где u^0 — электрический потенциал Дебая поля вертикального электрического диполя (магнитный потенциал Дебая равен нулю), который имеет известный вид [1]. Учитывая условие излучения потенциалы $u_A^i, u_A^e, u_B^i, u_B^e$ будем искать в виде

$$u_A^{i,e} = (ipk/r_{+1}) \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{i,e} z_n^{i,e} (kr_{+1}) \hat{P}_n(\cos \theta_{+1}), \quad (5)$$

$$u_B^{i,e} = (ipk/r_{-1}) \sum_{n=1}^{\infty} B_n^{i,e} z_n^{i,e} (kr_{-1}) \hat{P}_n(\cos \theta_{+1}), \quad (6)$$

где $z_n^i(x) = \psi_n(x)$, $z_n^e(x) = \zeta_n(x)$; коэффициенты $A_n^{i,e}, B_n^{i,e}$ являются искомыми неизвестными. В (5), (6) и всюду далее используются сферические функции Бесселя в обозначениях Дебая [1], ортонормированные присоединенные функции Лежандра $\hat{P}_n^m(x)$ [2] ($\hat{P}_n^0(x) = \hat{P}_n(x)$ — полиномы Лежандра).

Для решения задачи нам потребуются теоремы сложения для векторных сферических волновых функций в терминах коэффициентов потенциалов Дебая. В работе [3] приведены такие теоремы сложения, однако при выводе были допущены отдельные неточности. Для рассматриваемого способа возбуждения они верны поэтому здесь не приводится точный результат в общем случае.

Воспользовавшись теоремами сложения в терминах коэффициентов потенциалов Дебая [3] и выражением [1] полей через потенциалы Дебая, удовлетворим граничным условиям и условиям сопряжения полей на границах частичных областей. Получим систему двух связанных парных сумматорных уравнений, содержащих ортонормированные присоединенные функции Лежандра $\hat{P}_n^i(x)$, относительно неизвестных A_n^i, B_n^i (A_n^e, B_n^e выражаются через A_n^i, B_n^i).

Полученные уравнения сводятся к изученному в работе [4] классу парных сумматорных уравнений. С этой целью воспользуемся связью между ортонормированными присоединенными функциями Лежандра $\hat{P}_n^m(x)$ и ортонормированными полиномами Якоби $\hat{P}_n^{(\alpha, \beta)}(x)$ [2] вида

$$\hat{P}_n^m(x) = (1-x^2)^{m/2} \hat{P}_{n-m}^{(m, m)}(x). \quad (7)$$

Применяя метод регуляризации [4] парных сумматорных уравнений, содержащих полиномы Якоби $\hat{P}_n^{2, \beta}(x)$, получаем бесконечную систему алгебраических уравнений

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K^1 D^1 & K^1 H^B \\ K^2 H^A & K^2 D^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} K^1 f^A \\ K^2 f^B \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где

$$x = \{x_n\}_{n=1}^{\infty}, \quad y = \{y_n\}_{n=1}^{\infty}, \quad f^A = \{f_n^A\}_{n=1}^{\infty}, \quad f^B = \{f_n^B\}_{n=1}^{\infty},$$

$$x_n = [n(n+1)(n+1/2)]^{1/2} A_n^i / [4\zeta'_n(ka)],$$

$$y_n = [n(n+1)(n+1/2)]^{1/2} B_n^i / [4\zeta'_n(kb)],$$

$$f_n^A = \frac{ika}{2} [n(n+1)/(n+1/2)]^{1/2} \begin{cases} \alpha_n^+ \zeta'_n(ka), & d^+ < a \\ \beta_n^+ \psi'_n(ka), & d^+ > a \end{cases},$$

$$f_n^B = \frac{ikb}{2} [n(n+1)/(n+1/2)]^{1/2} \begin{cases} \alpha_n^- \zeta'_n(kb), & d^- < b \\ \beta_n^- \psi'_n(kb), & d^- > b \end{cases},$$

матричные операторы K^1, K^2, D^1, D^2 определяются так [4]:

$$D^1 \sim \{\delta_{sn} \varepsilon_n(ka)\}_{s,n=1}^{\infty}, \quad D^2 \sim \{\delta_{sn} \varepsilon_n(kb)\}_{s,n=1}^{\infty},$$

$$K^1 \sim \{(-1)^{(n+s)\psi+1} Q_{n-1,s-1}^{(1/2,3/2)}(\cos \theta_a)\}_{s,n=1}^{\infty},$$

$$K^2 \sim \{(-1)^{(n+s)\psi-1} Q_{n-1,s-1}^{(1/2,3/2)}(\cos \theta_b)\}_{s,n=1}^{\infty},$$

Здесь $\varepsilon_n(x) = 1 + ix(2n+1)\psi'_n(x)\zeta'_n(x)[1 - (2n+1)^{-2}]/[n(n+1)]$; $\alpha_n^{\pm}, \beta_n^{\pm}$ — коэффициенты разложения потенциала u^0 в локальных системах координат в ряд по сферическим волновым функциям (см. [1]); $d^{\pm}$ — расстояние от диполя до центра O_{+1} (выражается через d, s). Операторы H^A, H^B , описывающие взаимодействие сегментов, в зависимости от способа взаимного расположения экранов допускают следующие матричные представления:

$$H^B \sim \{i4ka(2s+1)^{-1}[s(s+1)]^{1/2}[q(q+1)]^{-1/2} S_{sq}^B\}_{s,q=1}^{\infty},$$

$$H^A \sim \{i4kb(2s+1)^{-1}[s(s+1)]^{1/2}[q(q+1)]^{-1/2} S_{sq}^A\}_{s,q=1}^{\infty},$$

где

$$S_{sq}^B = \begin{cases} \alpha_{soq}(kl, \theta_{+1,-1}) \psi'_s(ka) \psi'_q(kb), & l > a \\ \beta_{soq}(kl, \theta_{+1,-1}) \zeta'_s(ka) \psi'_q(kb), & l < a \end{cases}, \text{ если } S_a \supseteq P_b,$$

$$\gamma_{soq}(kl, \theta_{+1,-1}) \psi'_s(ka) \zeta'_q(kb), \quad l \geq a, \quad \text{если } S_a \subset P_b;$$

$$S_{sq}^A = \begin{cases} \alpha_{soq}(kl, \theta_{-1,+1}) \psi'_s(kb) \psi'_q(ka), & l > b \\ \beta_{soq}(kl, \theta_{-1,+1}) \zeta'_s(kb) \psi'_q(ka), & l < b \end{cases}, \text{ если } S_b \supseteq P_a,$$

$$\gamma_{soq}(kl, \theta_{-1,+1}) \psi'_s(kb) \zeta'_q(ka), \quad l \geq b, \quad \text{если } S_b \subset P_a;$$

P_a, P_b — открытые шары радиусов a, b соответственно с центрами O_{+1}, O_{-1} ; функции $\alpha_{soq}(kl, \theta), \beta_{soq}(kl, \theta), \gamma_{soq}(kl, \theta)$ определены в работе [3].

Проводя анализ (8) аналогично работе [5], убеждаемся, что система (8) является уравнением второго рода вида $(I - H)x = b$, $x, b \in l_2^0$ с вполне непрерывным в $l_2^0 = l_2 \oplus l_2$ оператором H (пол-

ную непрерывность оператора обеспечивает предположение (1)). На основании альтернативы Фредгольма и в силу единственности решения исходной краевой задачи уравнение (8) разрешимо в l_2^0 и при этом — единственным образом.

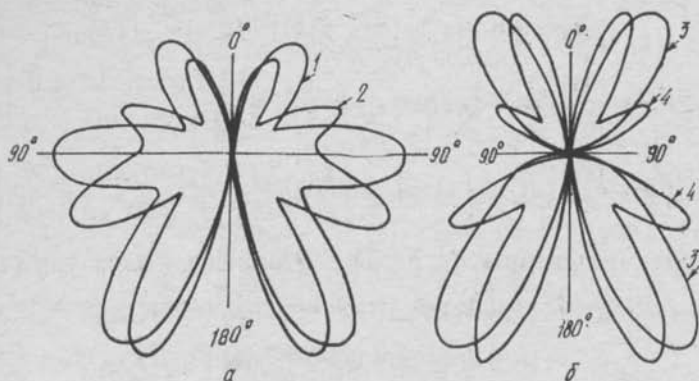


Рис. 2. Диаграммы направленности:

$a=b$, $(a+b)/l=1$, $\theta_a=\theta_b=30^\circ$; $d/a=1,5$, $s=l/2$: 1 — $ka=2,7658$; 2 — $ka=3,9146$; 3 — $ka=2,8063$; 4 — $ka=4,0045$

Развитый нами численный алгоритм решения операторного уравнения (8) позволяет исследовать различные характеристики двухзеркальных трехмерных резонаторов и антенн при произвольном расположении экранов, когда источником электромагнитных волн является вертикальный электрический диполь. На рис. 2 представлены диаграммы направленности диполя в присутствии двух сферических экранов (рис. 1, в) для четырех значений частотного параметра ka .

Список литературы: 1. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. Минск, 1968. 564 с. 2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров: определения, теоремы, формулы. М., 1984. 832 с. 3. Козлов И. П. Дифракция электромагнитных волн на двух сферах//Изв. вузов. Радиофизика. 1975. 18, № 7. С. 997—1008. 4. Тучкин Ю. А., Шестопапов В. П. Об одном модельном классе краевых задач электродинамики//Дифференц. уравнения. 1982. 18, № 4. С. 663—673. 5. Свищев Ю. В., Тучкин Ю. А., Шестопапов В. П. Решение акустической задачи дифракции на осесимметричной системе двух разнесенных сферических сегментов//Докл. АН УССР. 1986. № 9. С. 52—55.

Поступила в редколлегию 14.01.87

SUMMARY

A rigorous solution of the diffraction problem of the vertical electric dipole on the axial-symmetrical system of two spherical segments has been obtained. The boundary value problem is reduced to the second kind operator equation with compact operator. Some numerical results are given.

ФИЛЬТРЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ
В ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Расчет фильтров состоит из двух этапов. На первом по заданным характеристикам на основании известного метода расчета низкочастотного прототипа определяется необходимое количество звеньев фильтра, коэффициенты связи между ними и внешняя добротность фильтра. На втором этапе проводится конструктивный расчет размеров конкретного фильтра — физическая реализация фильтра: определяются размеры диэлектрических резонаторов (ДР), расстояния между ними и внутренние размеры отрезка запредельного волновода.

При выборе размеров ДР учитывают, что при отношении высоты L резонатора к его диаметру D , равному 0,4, имеет место наибольшее удаление по частоте вышестоящих типов колебаний ДР от основного H_{011} типа [1]. Кроме того, стремятся взять такое значение параметра L/D , чтобы добротность ДР была максимальной. Исходя из сказанного, на практике используются ДР, у которых $L/D \approx 0,15 \div 0,4$.

В данной работе рассматриваются фильтры, у которых оси ДР и прямоугольного волновода перпендикулярны. Оптимальные соотношения между размерами ДР и прямоугольного волновода такие: больший размер поперечного сечения волновода $b \approx 1,5 D$, а меньший $a \approx (3 \div 5) L$.

Для определения резонансной частоты ДР воспользуемся результатами работы [2], в которой рассмотрен цилиндрический ДР, находящийся на линии с подвешенной подложкой. В этой работе введены следующие обозначения: $D = 2R$, диэлектрическая проницаемость резонатора $\epsilon_p \gg 1$, диэлектрическая проницаемость подложки ϵ_n , ее толщина h_2 . Над ДР на расстоянии h_1 находится металлическая плоскость, под диэлектрической подложкой на расстоянии h_3 также помещена металлическая плоскость. Для этой конструкции методом открытого резонатора получена система двух уравнений:

$$\Gamma_2 (\Gamma_2 \operatorname{th} \Gamma_1 h_1 \operatorname{tg} \Gamma_2 L - \Gamma_1) (\Gamma_3 \operatorname{th} \Gamma_1 h_3 + \Gamma_1 \operatorname{th} \Gamma_3 h_2) - \\ - \Gamma_3 (\Gamma_1 + \Gamma_3 \operatorname{th} \Gamma_1 h_3 \operatorname{th} \Gamma_3 h_2) (\Gamma_1 \operatorname{tg} \Gamma_2 L + \Gamma_2 \operatorname{th} \Gamma_1 h_1) = 0; \quad (1)$$

$$\beta I_0(\beta R) \cdot K_1(gR) + g \cdot K_0(gR) I_1(\beta R) = 0, \quad (2)$$

где $\Gamma_1 = \sqrt{\beta^2 - k^2}$; $\Gamma_2 = \sqrt{k^2 \epsilon_p - \beta^2}$; $\Gamma_3 = \sqrt{\beta^2 - k^2 \epsilon_n}$; (3)

$$g = \sqrt{k^2 (\epsilon_p - 1) - \beta^2}; \quad k = \frac{\omega_p}{c} = \frac{2\pi}{c} f_p^0; \quad (4)$$

β — поперечное волновое число; $I_i(\beta R)$ — функция Бесселя первого рода; $K_i(gR)$ — функция Макдональда.

Совместное решение этих уравнений позволяет найти резонансную частоту f_p^0 колебания H_{011} в описанной выше конструкции. Эта частота будет также определять резонансную частоту диэлектрического резонатора, находящегося на диэлектрической подложке в прямоугольном волноводе ($h_3=0$), если боковые стенки волновода мало влияют на частоту резонатора. При этом меньший размер волновода равен h_1+h_2+L . Частота f_p^0 как правило, больше, чем экспериментально найденная f_p^a . Резонансная частота рассматриваемой конструкции f_p^u , найденная методом «магнитной» стенки, как правило, ниже f_p^a . Уравнение (1) будет соответствовать методу «магнитной» стенки, если в нем положить $\beta R=2,405$. Исследования показывают, что

$$f_p \simeq 0,5(f_p^0 + f_p^u) \quad (5)$$

не более чем на 5 % отличается от экспериментально найденного значения частоты в рассматриваемой системе.

Перейдем к вопросу о теоретическом определении коэффициента связи K_c между ДР, каждый из которых находится в центре поперечного сечения заперделного волновода. В соответствии с результатами, полученными С. Коном [3], коэффициент связи между резонаторами может быть рассчитан по следующей формуле:

$$K_c = \frac{F}{ab} \left[\sum_n q_{m0} e^{-q_{m0}S} + 2 \sum_{m,n} \frac{q_{m0}^2}{q_{m1}} e^{-q_{m1}S} \right]; \quad (6)$$

$$m = 1, 3, 5, \dots; \quad n = 2, 4, 6, \dots,$$

где

$$F = \frac{0,927 D^4 L \epsilon_p}{\lambda_p^2}; \quad q_{m1} = \pi \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 - \frac{4}{\lambda_p^2}}; \quad (7)$$

λ_p — резонансная длина волны ДР; S — расстояние между центрами ДР, a, b — поперечные размеры прямоугольного волновода, причем торцевые поверхности резонаторов параллельны широким стенкам волновода с размером b .

Формулы (6), (7) справедливы при

$$0,25 \leq L/D \leq 0,7. \quad (8)$$

На практике параметр L/D обычно находится в этих пределах. Если $L/D < 0,25$ или $L/D > 0,7$, то формулы для K_c усложняются.

Из формулы (6) следует, что при значительном удалении ДР друг от друга ($S \rightarrow \infty$) K_c неограниченно убывает.

Ряды в формуле (6) являются быстросходящимися, так как члены этих рядов содержат экспоненты, показатели степени ко-

торых зависят от индексов суммирования m и n . Нами было проведено численное исследование формулы (6), которое показало, что достаточно взять одно слагаемое в первой сумме и от одного до трех слагаемых во второй сумме, чтобы получить значение общей суммы (6) с точностью до 1—2 %. Определим, например, коэффициент связи между ДР для такой системы: высота резона-

Таблица 1

Коэффициент	$i=1$	$i=2$	$i=3$	$i=24$
$K_c \cdot 10^2$	3,6961	6,0556	6,3277	6,4282
$\frac{K_c(i)}{K_c(24)} \%$	57,5	94,2	98,4	100

тора $L=5,3$ мм; диаметр $D=8$ мм; диэлектрическая проницаемость $\epsilon_p=81$; резонансная длина волны $\lambda_p=71,94$ мм; $a=10$ мм; $b=23$ мм. Максимальное число слагаемых в формуле (6) мы бра-

Таблица 2

Коэффициент	$i=1$	$i=2$	$i=3$	$i=24$
$K_c \cdot 10^2$	0,180781	0,221059	0,221596	0,221606
$\frac{K_c(i)}{K_c(24)} \%$	81,6	99,8	99,995	100

ли равным 24: в первой сумме 4 слагаемых $m=1, 3, 5, 7$, во второй — 20: числа m те же, а $n=2, 4, 6, 8, 10$. В табл. 1, 2 приведены значения $K_c(i)$ для различного числа слагаемых i в формуле (6) и $K_c(i)/K_c(24) \%$ при расстоянии между центрами резонаторов $S=8$ и $S=18$ мм соответственно. Если $i=1$, то в первой сумме взято одно слагаемое, а во второй — ни одного, если $i=2$, то $m=1$ и $n=2$, если $i=3$, то $m=1$, а $n=2, 4$.

Мы провели экспериментальное исследование коэффициента связи между ДР. Формула (6) обеспечила

Таблица 3

L , дБ	$(f_n - f_0)$, МГц	$(f_b - f_0)$, МГц	Δf , МГц
3	0	0	0
4	-4	4	8
6	-6	8	14
10	-7	10	17
20	-11	13	24
25	-13	14	27
30	-15	16	31
35	-17	19	36
40	-20	22	42
50	-28	32	60
60	-41	50	91
65	-51	60	111

наилучшее совпадение с экспериментальными результатами при $0,4 < L/D < 0,6$.

Изложенная выше методика расчета была использована при проектировании фильтров. Параметры одного из них приведены ниже. Внутренние размеры запердельного отрезка прямоугольного волновода такие: $24 \times 9 \times 103$ мм³. Диэлектрические резонаторы имели диаметры $D \approx 13$ мм, высоты $L \approx 4$ мм, $\epsilon_r = 81$. Фильтр — пятизвенный, его центральная частота равна 3241 МГц, собственная добротность — 1900. Вход и выход фильтра — коаксиальные. Центральные стержни коаксиалов закорочены и образуют петли с размерами 10×4 мм². В конструкции предусмотрены подстроечные винты. ДР крепятся в корпусе фильтра при помощи пенопластовых держателей. В табл. 3 приведены значения амплитудно-частотной характеристики фильтра (L — затухание, дБ, f_n , f_v — нижняя и верхняя частоты полосы пропускания фильтра, $\Delta f = f_v - f_n$).

Список литературы: 1. Ильченко М. Е., Старков М. А. Типовой конструктивный ряд цилиндрических диэлектрических резонаторов. Электронная техника//Электроника СВЧ. 1985. Вып. 5. С. 14—25. 2. Бородаев В. А., Носич С. И., Прокопчук Ю. А. Диэлектрический резонатор, находящийся на линии с подвижной подложкой//Вестн. Харьк. ун-та. 1984. № 255. С. 45—47. 3. Cohn S. B. Microwave Bandpass Filter Containing High-Q Dielectric Resonators//IEEE Transaction on MTT. 1968. MTT-16. P. 218—227.

Поступила в редколлегию 21.01.86

SUMMARY

Theoretical and experimental analysis of filters with dielectric resonators (DR) in below cutoff rectangular waveguides was carried out. The method of filters development used here includes calculations of below-cutoff rectangular waveguide dimensions, DR dimensions when resonant frequency is known and resonators coupling coefficient. Parameters of one filter are presented.

УДК 621.317.37

Н. В. ВЕРЕМЕЙ

ВОЗБУЖДЕНИЕ ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА С ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

Периодические структуры, обладающие селективными свойствами, вызывают естественный интерес с точки зрения их использования при создании элементной базы устройств СВЧ и миллиметрового диапазона длин волн.

С целью выяснения природы резонансных свойств периодической решетки из круговых цилиндров с продольными щелями было проведено решение в строгой постановке задачи дифракции плоской поперечно-электрической волны на такой решетке [1]. Особенности дифракции плоской волны на данной структуре прояв-

ляются в длинноволновой области, где наблюдается полное отражение падающего поля от решетки даже в тех случаях, когда решетка редкая. Использование этого явления позволило создать высокоэффективные фильтрующие устройства в широком диапазоне длин волн вплоть до миллиметрового [2].

В настоящей работе исследуются селективные свойства цилиндрического открытого резонатора (ОР), содержащего решетку из незамкнутых цилиндров.

Рассмотрим двумерный ОР (см. рис. 1), образованный цилиндрическим зеркалом в виде части кругового цилиндра угловой шири-

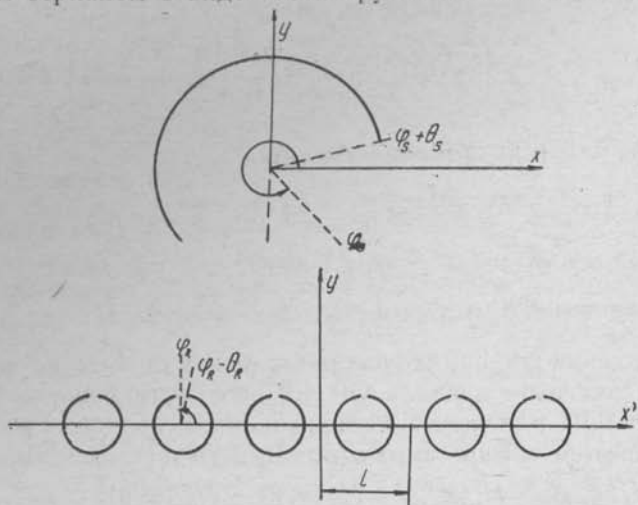


Рис. 1. Двумерный открытый резонатор

рины $2(\pi - \theta_s)$ с радиусом кривизны a_s и бесконечной дифракционной решеткой периода l , находящейся на расстоянии b от оси цилиндра и состоящей из круговых незамкнутых цилиндрических экранов угловой ширины $2(\pi - \theta_R)$ радиуса a_R . Будем полагать, что поверхности зеркала и цилиндров решетки бесконечно тонкие и идеально проводящие.

При возбуждении такой решетки плоской H -поляризованной волной единичной амплитуды, падающей на структуру со стороны $y > 0$ под углом α (α отсчитывается от отрицательного направления оси ox), дифрагированное поле в зоне отражения имеет вид суперпозиции плоских волн, амплитуды которых выражаются через Фурье-амплитуды тока (μ_p) на поверхности цилиндрических экранов, составляющих решетку [1]:

$$a_n^H = 1 - \delta_0^n - \frac{1}{\pi \sqrt{x^2 - (\cos \alpha + n)^2}} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \mu_p I_p \times$$

$$\times \frac{x_p}{[V x^2 - (\cos \alpha + n)^2 + i(x \cos \alpha + n)]^p}. \quad (1)$$

Здесь $\kappa = l/\lambda$; λ — длина волны; $n = 0, \pm 1, \dots$

В длинноволновой области параметра $\kappa \ll 1$ выражение для модуля комплексной амплитуды $|a_0^H|$, называемого коэффициентом отражения решетки, можно записать в приближенном виде:

$$a_0^H = \frac{i}{2\kappa \sin \alpha} \frac{(ka_R)^4 \ln \sin (\theta_R/2)}{D_0^1}; \quad (2)$$

$$D_0^1 = 1 + 2i\pi(ka_R) \left[\frac{1}{i\pi} + \frac{(ka_R)^2}{4} (1 + G_0) \right] \ln \sin \frac{\theta_R}{2};$$

$$G_0 = \frac{1}{\pi\kappa \sin \alpha} - 1 - i \left[\frac{2}{\pi} \left(\ln \frac{\kappa}{2} + c \right) - \frac{2\kappa^2}{\pi} \left(\frac{1}{2} - \cos^2 \alpha \right) \cdot 1,202 \right],$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $c \approx 0,5772$ — постоянная Эйлера.

Из приближенного уравнения (2) при значениях коэффициента заполнения решетки $s = \frac{2a_R}{l} < 0,5$; $\kappa < 1$ и $\theta_R < 30^\circ$ можно получать значения a_0^H с точностью до 0,01 [1].

Имея решения задач дифракции плоской волны на решетке и на цилиндрическом зеркале ОР [3], построим решение задачи возбуждения ОР плоской H -поляризованной волной, представив поле в резонаторе в виде суммы падающего и рассеянных полей:

$$H_z(x, y) = H_z^i(x, y) + H_z^s(x, y) + H_z^R(x, y), \quad (3)$$

где H_z^i — компонента магнитного поля плоской волны, параллельная образующей зеркала ОР; H_z^s , H_z^R порождаются токами, наведенными на поверхностях зеркала и решетки соответственно [4]:

$$H_z^i(x, y) = e^{ik(\cos \alpha x - \sin \alpha y)}, \quad 0 < \alpha \leq \pi;$$

$$H_z^s(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\pi g} e^{ik(hx - gy)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mu_n (-i)^n I_n' e^{in\psi} dh, \quad y < \min y_s;$$

$$H_z^R(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} a_0^H(h) e^{ik[g(y+2b)+hx]} dh, \quad y > -b;$$

$$g = \sqrt{1 - h^2}; \quad \cos \psi = h; \quad \sin \psi = -g.$$

Подчиняя поле в ОР [3] краевому условию Неймана на поверхности зеркала и требуя отсутствия тока на его щели, получаем систему парных сумматорных уравнений относительно μ_n , которая может быть сведена к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений второго рода путем обращения статической части ее оператора методом задачи Римана—Гильберта. Та-

ким образом, задачу построения поля в ОР сводим к задаче о нахождении μ_n из бесконечной СЛАУ:

$$\mu_n = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (A_{nm}^{Rs} + A_{nm}^s) \mu_m + B_n; \quad n = 0; \pm 1, \dots \quad (4)$$

$$A_{nm}^s = \Delta_m \cdot T_{nm}; \quad A_{nm}^{Rs} = i\pi (ka_s)^2 I'_m \sum_{p=-\infty}^{\infty} i^{p-m} I'_p G_{pm} T_{np};$$

$$G_{pm} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{g} a_0^H(h) e^{2ikbg} e^{i(p+m)\psi} dh;$$

$$B_n = i\pi (ka_s)^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m I'_m T_{nm} \{e^{in\alpha} - a_0^H(\cos \alpha) e^{2ikb \sin \alpha} e^{im\alpha}\},$$

T_{nm} , Δ_m определены в [3].

Решение системы уравнений (4) существует при любом значении h , единственно в пространстве l_2 и может быть получено методом редукции, что позволяет численно исследовать основные электродинамические характеристики ОР: интегральные характеристики поля и диаграммы направленности излучения из структуры в дальней зоне.

Поле, рассеянное ОР в дальней зоне в цилиндрической системе координат (r, φ, z) [4]:

$$H_z(r, \varphi) \cong \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{i(kr - \frac{\pi}{4})} \psi(\varphi), \quad (5)$$

где $\psi(\varphi) \cong \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mu_n I'_n (-i)^n [e^{in\varphi} + a_0^H(\cos \alpha) e^{2ikb \sin \alpha - in\varphi}]$ — диаграмма направленности ($0 \leq \varphi \leq \pi$).

В качестве интегральной характеристики поля ОР удобно использовать величину, аналогичную поперечнику полного рассеяния:

$$\frac{\sigma_H}{4a_s} = \frac{1}{2\pi ka_s} \left\{ \int_0^\pi |\psi(\varphi)|^2 d\varphi + \int_\pi^{2\pi} |\psi(\varphi)|^2 d\varphi \right\}.$$

Численный расчет $\sigma_H(x)$ и $\psi(\varphi)$ проводился для различных значений параметров структуры. Результаты расчета зависимости σ_H от волнового параметра для резонатора, содержащего решетку из цилиндров с узкими продольными щелями, и диаграмма направленности излучения из ОР в точке высокодобротного резонанса σ_H приведены на рис. 2.

Анализ численных результатов позволяет охарактеризовать исследуемую структуру как селективный открытый резонатор, имеющий единственный высокодобротный резонанс в длинноволновой области ($x < 1$), обусловленный наличием в ОР избира-

тельного элемента — периодической решетки из незамкнутых цилиндрических экранов. Положение и добротность резонанса, как показал расчет, определяются геометрией резонатора (величинами углов раскрытия зеркала и цилиндров решетки, расстоянием от

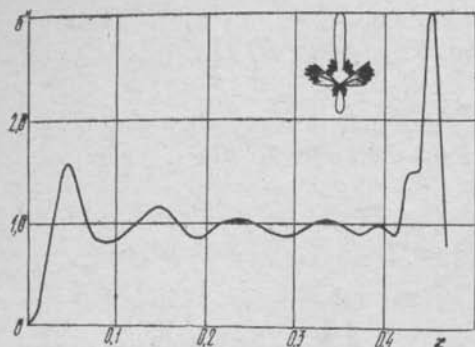


Рис. 2. Диаграмма направленности излучения:

$b/a_s=2$; $a_s/l=4$; $s=0,25$; $\theta_s=90^\circ$; $\theta_R=1^\circ$

зеркала до решетки, значением коэффициента заполнения решетки) и не зависят от угла падения α плоской волны.

Таким образом, в настоящей работе исследован ОР, образованный цилиндрическим зеркалом и частотно-селективной периодической решеткой, состоящей из цилиндров с узкими продольными щелями. В ходе численного эксперимента на ЭВМ были проанализированы резонансные свойства данной структуры. Обна-

ружено явление возбуждения высокодобротных колебаний в таких ОР в длинноволновой области ($x \ll 1$). С целью расчета и создания селективных открытых резонаторов в широком диапазоне длин волн целесообразно более детальное исследование подобных структур.

Список литературы: 1. Велиев Э. И., Шестопапов В. П. Дифракция волн на решетке из круговых цилиндров с продольными щелями // Журн. выч. мат. и мат. физ. 1977. 17, № 5. С. 1234—1247. 2. Велиев Э. И., Коваленко А. Г., Хлопов Г. И., Шестопапов В. П. Экспериментальное исследование электродинамических свойств незамкнутого цилиндра в прямоугольном волноводе // Радиотехника и электроника. 1983. 28, № 6. С. 1038—1043. 3. Шестопапов В. П. Суммарные уравнения в современной теории дифракции. К., 1983. 252 с. 4. Велиев Э. И., Веремей Н. В., Носич А. И., Шестопапов В. П. Возбуждение открытых резонаторов, образованных из цилиндрического зеркала и различных дифракционных решеток. Х., 1985. 27 с.

Поступила в редколлегию 21.01.87

SUMMARY

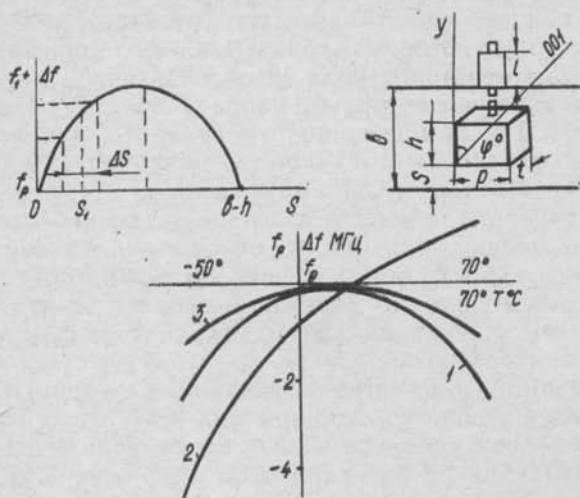
A problem of excitation of the open resonator by the plane H-polarized wave is investigated. The resonator consists of a cylinder mirror and a grating of circular cylinders with longitudinal slots.

The selecting properties of this resonator has been studied with a computer.

А. Г. ЮЩЕНКО, И. А. ЗАЙЧЕНКО, С. И. СОГОКОНЬ,
Н. И. ПЯТАК, канд. физ.-мат. наук

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА ЛЕЙКОСАПФИРОВОГО РЕЗОНАТОРА НА ЕГО ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИЮ

Использование некоторых монокристаллов в качестве резонаторов в СВЧ диапазоне позволяет конструировать селективные устройства с высокими электрическими параметрами. Так, волновоодно-диэлектрические резонаторы (ВДР) из лейкосапфира имеют собственную добротность $Q_0 \sim (1,5 \div 2,5) \cdot 10^4$ [1]. Вместе с тем резонаторы с узкой полосой пропускания нуждаются в компенсации ухода резонансной частоты f_p при климатических изменениях температуры.



Графики зависимости резонансной частоты от температуры до (кривая 2) и после отжига (кривая 3)

На рисунке изображена схема ВДР с системой термостабилизации, основанной на использовании материалов с различным температурным коэффициентом линейного расширения (ТКЛР). Оптимальная длина термoeлемента l определяется соотношением

$$l = \frac{1}{\alpha_{\text{л}} - \alpha_{\text{и}}} \cdot \frac{\beta(T^\circ)}{K(S_1)},$$

где $\alpha_{\text{л}}$, $\alpha_{\text{и}}$ — ТКЛР латуни и инвара соответственно; $K(S_1)$ — крутизна функции перестройки f_p от величины зазора S в окрестности ΔS рабочей точки S_1 ; $\beta(T^\circ)$ — крутизна функции перестройки f_p от приращения температуры T° . Поскольку β и K являются

константами лишь в первом приближении, типичная зависимость f_p от T° термостабилизированного резонатора имеет нелинейный характер (см. рисунок, кривая 1).

При настройке на фиксированные частоты резонатор устанавливается на расстоянии S_1 от широкой стенки прямоугольного волновода. Данному положению резонатора соответствует оптимальная длина термоэлемента l_1 , так как K зависит от S_1 . Другой резонатор, отличающийся от первого линейными размерами или значением эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\text{эф}}$, при настройке на те же частоты займет положение S_2 . Следовательно, оптимальная длина термоэлемента станет равной l_2 . Поскольку экспериментальная корректировка l — трудоемкая операция, задача воспроизводимости электрических параметров ВДР решается путем установления технологических допусков на его конструктивные элементы.

Основным параметром, подлежащим контролю на соответствие допуску, является угол φ , характеризующий отклонение главной оптической оси монокристаллического резонатора от выбранного направления, при котором обрабатывались линейные размеры ВДР. Необходимость контроля φ обусловлена зависимостью $\epsilon_{\text{эф}}$ кристаллического резонатора от направления его главной оптической оси [2]. Для компенсации изменения $\epsilon_{\text{эф}}$ при настройке резонатора на фиксированные частоты требуется изменить S_1 , что влечет за собой нарушение оптимальной термостабилизации. Угол φ измерялся с помощью лазерной установки с точностью 1° по виду коноскопических фигур, обусловленных двулучепреломлением в анизотропном лейкосапфировом резонаторе.

Однако статистические данные показывают, что резонаторы с одинаковыми линейными размерами и углами φ могут иметь различные температурные уходы f_p , что существенно ухудшает эксплуатационные параметры селективных устройств. Дополнительные исследования коноскопических фигур для таких лейкосапфировых резонаторов указывают на наличие в структуре кристаллов внутренних и поверхностных напряжений. Для устранения этих дефектов кристаллы подвергались высокотемпературному отжигу. Время отжига, включая время выхода на температуру $T=1300^\circ\text{C}$, составляло 24 ч [3]. После этого контроль коноскопических фигур показал, что напряжения в кристаллах уменьшились, и структура кристаллов заметно упорядочилась.

На рисунке изображены графики зависимости резонансной частоты ВДР с размерами $\frac{P}{\lambda_0} = 2,07$; $\frac{t}{\lambda_0} = 2,62$; $\frac{h}{\lambda_0} = 2,44$;

$l=17$ мм; $\varphi=3^\circ$ от температуры. Зависимость 2 получена до отжига, 3 — после. Сравнение графиков показывает, что термостабильность резонатора после отжига возросла более, чем в 3 раза.

Объяснить полученные результаты можно следующим образом. Во время изготовления диэлектрического резонатора лейкосапфир подвергается механическому давлению со стороны режу-

щего и шлифовочного инструмента. Более того, в месте обработки монокристалла происходит локальный разогрев поверхности из-за трения, что создает градиенты температуры по объему образца. По-видимому, это способствует образованию в монокристалле областей с напряжениями. Поэтому отжиг приводит к восстановлению симметрии кристаллической решетки, что связано с величиной диэлектрической проницаемости и ее температурным коэффициентом.

Полученные данные могут быть полезны при использовании изделий из монокристаллов в качестве высокочастотных термостабильных резонаторов.

Список литературы: 1. Коробкин В. А., Двадненко В. Я. Высокочастотный волноводно-диэлектрический резонатор на основе лейкосапфира//Изв. вузов. Радиофизика. 1985. № 6. С. 794—796. 2. Макеев Ю. Г., Коробкин В. А., Пятак Н. И., Пивень Н. М. Определение параметров анизотропных диэлектриков на основе волноводно-диэлектрического резонатора//Приборы и техника эксперимента. 1978. № 6. С. 104—107. 3. Куликов В. И., Жимаев И. И., Рыбкин В. Н. Влияние термической обработки на добротность сапфировых резонаторов//Электрон. техника. 1986. Вып. 3 (363). — С. 54—55.

Поступила в редколлегию 23.01.86

SUMMARY

A structure of a waveguide — dielectric filter with a system of thermostabilization has been analysed. An expression for estimating the optimum length of the thermoelement has been written. The problems of the filter parameters reproducibility while establishing technological tolerances for its design elements are considered. The presence of surface and internal tensions regions in leucosapphire samples, detected by a laser installation by the shape of conoscopic figures, conditioned by their own birefringence has been reported. The experimental dependencies have been obtained, pointing to the essential improvement of the thermostabilization of the resonator, subjected to the high — temperature annealing.

УДК 537.874

Ю. К. СИРЕНКО, канд. физ.-мат. наук, В. В. ЯЦИК

ЯВЛЕНИЕ МЕЖДУТИПОВОЙ СВЯЗИ ПРАВИЛЬНЫХ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН В ОТКРЫТЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

1. При численном анализе направляющих свойств одномерно-периодических решеток обнаружено явление междутиповой связи правильных (экспоненциально затухающих в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения) собственных волн. Сущность данного явления заключается в следующем. Собственные правильные волны $U(g, x, \Phi)$ описываются нетривиальными решениями однородной краевой задачи [1] (случай E -поляризации поля)

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + x^2 \varepsilon(g) \right] U(g, x, \Phi) = 0, \quad g = \{y, z\} \in R,$$

$$\operatorname{Im} \kappa = \operatorname{Im} \Phi = 0; \quad U|_S = 0;$$

$$U \left\{ \frac{\partial U}{\partial y} \right\} (y + 2\pi, z) = e^{i2\pi\Phi} U \left\{ \frac{\partial U}{\partial y} \right\} (y, z);$$

U и $\partial U / \partial n$ непрерывны на линиях разрыва $\varepsilon(g)$;

$$U(g, \kappa, \Phi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{a_n}{b_n} \right\} e^{i[\Phi_n y \pm \Gamma_n(z \mp 2\pi\delta)]}, \quad z \gtrless \pm 2\pi\delta.$$

Здесь $\kappa = \omega(\varepsilon_0 \mu_0)^{1/2}$; ω — круговая частота; ε_0, μ_0 — материальные параметры среды; $R = \{g: 0 \leq y \leq 2\pi, |z| < \infty\} / \operatorname{int} S$; S — контур поперечного сечения металлических образующих решетки; $U(g)$ — единственная отличная от нуля составляющая вектора напряженности электрического поля E_x ; $\Phi_n = n + \Phi$; $\Gamma_n = (\kappa^2 - \Phi_n^2)^{1/2}$, $\operatorname{Im} \Gamma_n \geq 0$, $\operatorname{Re} \Gamma_n \geq 0$. Кусочно-гладкая функция $\varepsilon(g): \varepsilon(y + 2\pi, z) = \varepsilon(y, z)$, $\varepsilon(y, |z| > 2\pi\delta) \equiv 1$ характеризует относительную диэлектрическую проницаемость материала, из которого изготовлена решетка. Спектральные зависимости $\kappa(\Phi, \varepsilon, \delta S)$ или $\Phi(\kappa, \varepsilon, \delta, S)$ задают значения параметров, при которых задача (*) нетривиальным образом разрешима, т. е. определяют собственные значения κ, Φ , отвечающие собственной волне $U(g, \kappa, \Phi)$.

В обычной ситуации при изменении параметров структуры собственная волна, связанная с определенной непрерывной спектральной кривой, сохраняет одну из основных своих характеристик — тип, идентифицируемый по пространственному распределению напряженности электромагнитного поля (например, по линиям $|U(g)| = \text{const}$ на одном периоде решетки $0 \leq y \leq 2\pi$). В аномальной ситуации, обусловленной проявлением междутиповой связи, на небольшом промежутке вариации одного из параметров разные собственные волны, связанные с разными непрерывными спектральными кривыми, полностью обмениваются основными характерными признаками (типом, динамикой изменения хода спектральных кривых и т. п.).

По своим внешним проявлениям обнаруженный эффект имеет много общего с междутиповой связью свободных колебаний электромагнитного поля в закрытых [2] и открытых [3] резонаторах с компактными границами. Его существование на уровне собственных волн открытых периодических направляющих структур отмечается в данной работе впервые.

2. Рассмотрим подробнее явление междутиповой связи на следующем конкретном примере. На рис. 1 в координатах κ, δ представлены спектральные кривые (сплошные линии — для симметричных по полю относительно плоскости $z=0$ собственных волн, штриховые — для антисимметричных) собственных волн, широко используемой в практике направляющей периодической структуры — решетки из металлических брусьев с диэлектрическим заполнением волноводных каналов (E -поляризация, $\Phi=0,33$; $\varepsilon=25$; $\theta=0,8$; расчеты производились по алгоритмам, описанным в [4]).

Собственные волны первого семейства, естественное гладкое продолжение спектральных кривых для которых приводит при $\delta \rightarrow \infty$ в точку отсечки H_{01} -волны в канале ($\kappa=0,125$), формируются в основном за счет взаимодействия встречных H_{01} -волн. Это обстоятельство, подтверждаемое анализом распределения линий равного уровня $|U(g)| = \text{const}$ (конфигурация полей соответствует структуре H_{01} -волны в канавке), позволяет идентифицировать соответствующие собственные волны, как волны H_{01m} -типа (m — число вариаций поля по высоте брусьев). Аналогично, волнам второго семейства (естественное продолжение соответствующих спектральных кривых для которых при $\delta \rightarrow \infty$ приводит в точку отсечки H_{02} -волны) можно присвоить тип H_{02m} . В области возможного пересечения естественного продолжения спектральных кривых разных семейств непрерывные спектральные кривые расходятся, исключая, таким образом, возможность вырождения (одновременного существования) двух собственных волн разных типов и одного класса симметрии. Здесь на небольшом про-

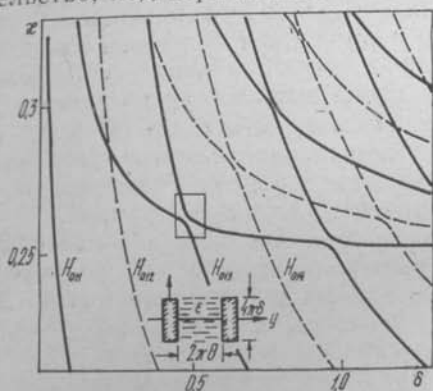


Рис. 1. Линии точек спектра ($\Phi=0,33$; $\epsilon=25$; $\theta=0,8$)

рациональных кривых разных семейств непрерывные спектральные кривые расходятся, исключая, таким образом, возможность вырождения (одновременного существования) двух собственных волн разных типов и одного класса симметрии. Здесь на небольшом про-

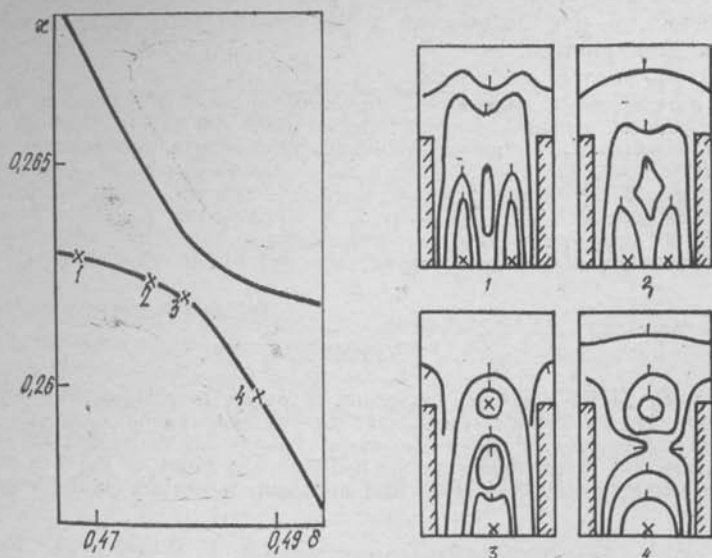


Рис. 2. Фрагмент линий точек спектра и конфигурации полей свободных колебаний ($\Phi=0,33$; $\epsilon=25$; $\theta=0,8$).

межутке вариации одного из параметров (в данном случае собственные волны, связанные с непрерывными спектральными кривыми, полностью обмениваются характерными признаками. С динамикой обмена можно проследить по рис. 2, где представлен увеличенный фрагмент области проявления эффекта междутиповой связи с рис. 1 и картины распределения напряженности поля (линии $|U(g)| = \text{const}$ на одном периоде решетки выше плоскости симметрии $z=0$) собственной волны, снятые в точках непрерывной спектральной кривой, отмеченных крестиками (черточками на линиях $|U(g)| = \text{const}$ указано направление убывания $|U(g)|$). Хорошо видно, что в результате междутиповой связи волна меняет тип H_{021} на H_{013} . Обратная динамика изменения типа волны характерна для рядом расположенной спектральной кривой.

3. Эффект междутиповой связи проявляется и в более общем случае собственных волн открытых периодических волноводов с комплексными значениями постоянных распространения Φ . Для наблюдения этого эффекта во всех случаях необходимо реализовать близость собственных значений χ , $\text{Re } \Phi$, $\text{Im } \Phi$ и работать с собственными волнами одного класса симметрии. Волны разных классов симметрии не взаимодействуют. В расчетных данных это отражается в том, что соответствующие спектральные линии пересекаются (см. рис. 1) без заметного отклика в регулярном поведении основных характеристик связанных с ними собственных волн.

Описанное явление позволяет осуществлять управляемое изменение конфигурации поля собственных волн открытых периодических волноводов, что открывает ряд новых возможностей при практическом использовании в различных устройствах СВЧ техники и электроники.

Список литературы: 1. Сиренко Ю. К., Шестопалов В. П., Яцик В. В. Элементы спектральной теории решеток // Препринт ИРЭ АН УССР. 1985. № 266. 33 с. 2. Штейншлейгер В. Б. Явление взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах. М., 1955. 114 с. 3. Кошпаренко В. Н., Медежик П. Н., Поединчук А. Е., Шестопалов В. П. Взаимодействие волн в открытых резонаторах // Докл. АН СССР. 1984. 279, № 5. С. 1114—1117. 4. Сиренко Ю. К., Шестопалов В. П., Яцик В. В. Алгоритм расчета квазистационарных состояний электромагнитного поля в решетках волноводного типа // Докл. АН УССР. 1985. № 9. С. 60—64.

Поступила в редколлегию 21.01.87

SUMMARY

An effect of the intertype connection of proper natural waves (damping exponentially in the plane perpendicular to the propagation direction) in open periodical waveguides has been discovered. Due to its external manifestation it has a great deal in common with the intertype connection of the free oscillations of the electromagnetic field in cavities and open resonators with compact boundaries.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ
В Н-ОБРАЗНОМ ВОЛНОВОДЕ

Расчет формы огибающей импульса на выходе волновода сводится к вычислению дифракционного интеграла следующего вида *:

$$G(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) \exp(i\varphi(\omega)) d\omega, \quad (1)$$

где $\varphi(\omega) = \omega t - t_0 \sqrt{(\omega + \omega_0)^2 - \omega_c^2}$, $t_0 = l/c$.

При численном интегрировании возникает необходимость использования специальных сложных программ, что приводит к значительным затратам машинного времени.

Однако в случае короткого входного импульса можно получить приближенное решение в аналитическом виде, если воспользоваться разложением подынтегрального выражения в ряд Тейлора в седловой точке ω_s .

Тогда для интеграла (1) получается следующее приближение:

$$G(t) \approx \frac{\omega_c}{2\pi} \operatorname{sh} u_0 \sqrt{\pi} \sqrt{\frac{\operatorname{sh} U_0}{\omega_c t_0}} (I_1 + I_2 + I_3),$$

где $I_1 = U(\omega_s) \left[(1+j) - \frac{1}{2} \frac{\operatorname{sh} u_0}{\omega_c t_0} \left(1 - \frac{1}{2} j \right) \right], \quad (2)$

$$I_2 = -\frac{U'(\omega_s)}{2} \omega_c \operatorname{ch} U_0 \frac{\operatorname{sh} u_0}{\omega_c t_0} (3 - 3j),$$

$$I_3 = -U''(\omega_s) \omega_c^2 \frac{\operatorname{sh}^3 u_0}{\omega_c t_0} (1 - j).$$

Проведенные расчеты для импульсов длительностью 1 и 5 Нс показывают, что кривые, полученные численным интегрированием (1), и кривые, вычисленные приближенным способом (2), совпадают тем точнее, чем короче длительность импульса и больше длина волновода.

Поступила в редколлегию 14.01.87

* Чумаченко Н. А. Распространение электромагнитных импульсов в Н-образном волноводе // Вестн. Харьк. ун-та, 1985. № 273. Электромагнитные волны в средах. С. 49—51.

In case of short impulses an approximate analytical expression for the envelope of the output signal is obtained by means of Taylor expansion of integrand in the diffraction integral.

УДК 517.9:535.4

*И. А. ВЯЗЬМИТИНОВ, С. С. ВЯЗЬМИТИНОВА,
В. А. РЕЗУНЕНКО, канд. физ.-мат. наук*

РАСЧЕТ ЗАРЯЖЕННОЙ КРУГОВОЙ ПЕТЛИ В ПРИСУТСТВИИ СФЕРЫ С ОТВЕРСТИЕМ

Известные строгие численно-аналитические методы, ключевым моментом которых является частичное обращение оператора дифракционной задачи, заключающееся в выделении и аналитическом обращении его главной (в определенном смысле) части, позволяют эффективно исследовать широкий спектр краевых задач электродинамики, практически без каких-либо ограничений на соотношение между длиной волны и характерным размером структуры [1—3]. Однако непосредственное применение строгих методов к решению подавляющего большинства практически важных задач рассеяния электромагнитных волн на проводящих экранах затруднительно прежде всего потому, что обычно бывает невозможно подобрать подходящую систему координат, в которой рассеиватели описывались бы частями координатных поверхностей.

Кроме этого, большое количество рассеивателей не позволяет свести поставленную дифракционную задачу к хорошо исследованным парным сумматорным уравнениям [4]. Все это приводит к необходимости использования различных приближенных методов и их комбинаций [5]. При этом влияние краевых эффектов, обусловленных дифракцией полей на кромках рассеивателей, на характеристики исследуемой структуры может быть учтено либо с помощью геометрической теории дифракции [6], либо использованием метода краевых волн [7] или тесно примыкающего к нему метода краевых эквивалентных токов [5]. Поскольку геометрическая теория дифракции не позволяет численно исследовать поля внутри каустических поверхностей [5], часто бывает необходимо обращаться именно к методу краевых волн или эквивалентных краевых токов.

В основе метода эквивалентных краевых токов лежит использование результатов строгой задачи дифракции электромагнитной волны на бесконечной полуплоскости [8—10], что ограничивает возможности метода при исследовании рассеяния волн экранами с криволинейными кромками. Наличие высокоэффективных строгих решений задач дифракции на ограниченных криволинейных экранах позволяет снять указанное ограничение, положив в основу метода краевых эквивалентных токов решение задачи дифракции

электромагнитных волн на идеально проводящем бесконечно тонком сферическом сегменте [4]. При этом, поскольку нас интересует поведение токов вблизи ребра, в решении необходимо выделить сингулярную часть, вид которой определяется условием Мейкенера [10]. В связи с этим приобретают актуальность попытки найти вид этой части решения в аналитической форме с известными приближениями не только с точки зрения повышения эффективности вычислительного алгоритма соответствующей дифракционной задачи, но и в плане уточнения метода эквивалентных краевых токов применительно к экранам с криволинейными кромками. Некоторые важные черты сингулярной части решения дифракционной задачи можно выяснить, исследуя соответствующую задачу электростатики.

Поместим начало декартовой и сферической систем координат в центр сферы с плоским срезом. Ось oz декартовой системы координат ориентируем вдоль оси симметрии сферы с отверстием. Пусть круговая петля лежит в плоскости, параллельной плоскости среза сферы, и ось петли совпадает с осью oz . Положим радиус сферы равным a , угол среза сферы θ_0 , расстояние от плоскости, в которой находится петля, до начала координат — z_0 , угол раскрытия петли — α_0 , потенциал петли — V_0 , а идеально проводящей сферы — φ_0 .

Найдем потенциал и поле петли в присутствии сферы с отверстием.

Для решения задачи применим метод обращения матричного оператора. Потенциал V_0 петли представим рядом по полиномам $P_n(\cos \theta)$ Лежандра [11]:

$$V_0 = \frac{Q}{4\pi z_0} \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos \alpha_0) P_n(\cos \theta) \begin{cases} \left(\frac{z_0}{r}\right)^{n+1}, & r > z_0, \\ \left(\frac{r}{z_0}\right)^n, & r < z_0, \end{cases} \quad (1)$$

где Q — полный заряд петли. Потенциалы φ_1 , φ_2 вторичных полей будем искать в виде следующих рядов:

$$\begin{Bmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{Bmatrix} = \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos \theta) \begin{Bmatrix} A_n r^n, & r < a, \\ B_n r^{-n-1}, & r > a. \end{Bmatrix} \quad (2)$$

Коэффициенты A_n , B_n будем искать в гильбертовом пространстве l_2 числовых последовательностей, определяемом условием конечности энергии и всеми условиями строгой постановки задачи электростатики [1, 11, 12].

Из условия непрерывности потенциала на металлической части поверхности сферы и на ее дополнении до замкнутой сферы получаем связь между коэффициентами A_n , B_n :

$$A_n a^n = B_n a^{-n-1} - L z_0^{n+1} a^{-n-1}; \quad L = Q P_n(\cos \alpha_0) / (4\pi z_0). \quad (3)$$

Из граничных условий на металле получаем

$$\sum_{n=0}^{\infty} B_n a^{-n-1} P_n(\cos \theta) = \varphi_0, \quad \theta_0 < \theta \leq \pi. \quad (4)$$

Используя непрерывность полного электростатического поля на «щели», находим:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \{A_n n a^{n-1} - (n+1) z_0^{n+2} \cdot a^{-n-2} \cdot L(n+1) B_n \cdot a^{-n-2}\} \times \\ \times P_n(\cos \theta) = 0, \quad 0 \leq \theta < \theta_0. \quad (5)$$

Из этого уравнения исключим коэффициенты A_n с помощью (3), затем введем обозначения

$$D_n = B_n a^{-n-1}, \quad L_n = L z_0^{n+1} a^{-n-1}. \quad (6)$$

Объединяя (4) и преобразованное уравнение (5), устанавливаем систему функциональных уравнений для отыскания коэффициентов B_n потенциалов вне сферы с отверстием в случае $z_0 < a$:

$$\sum_{n=0}^{\infty} D_n P_n(\cos \theta) = \varphi_0, \quad \theta_0 < \theta \leq \pi, \\ \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) (D_n - L_n) P_n(\cos \theta) = 0, \quad 0 \leq \theta < \theta_0. \quad (7)$$

Система (7) имеет неограниченный матричный оператор в l_2 [13]. Несмотря на это она решается точно, т. е. матричный оператор задачи полностью обращается в l_2 .

Построим решение системы (7). Для этого воспользуемся соотношением между полиномами $P_n(\cos \theta)$ и их производными по θ [14]:

$$(2n+1) P_n(\cos \theta) = [P'_{n-1}(\cos \theta) - P'_{n+1}(\cos \theta)] \sin \theta. \quad (8)$$

Подставим (8) в (7) в уравнение на щели, воспользовавшись принадлежностью коэффициентов D_n пространству l_2 , проинтегрируем уравнение на щели и получим

$$\sum_{n=0}^{\infty} (D_n - L_n) [P_{n-1}(\cos \theta) - P_{n+1}(\cos \theta)] = C, \quad 0 \leq \theta < \theta_0, \quad (9)$$

где C — константа интегрирования. Константа интегрирования C равна нулю, так как при $\theta=0$ полиномы Лежандра равны единице, а коэффициенты D_n, L_n принадлежат l_2 . Из (9), (7) с учетом того, что $P_0(\cos \theta) = 1$, следует

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=0}^{\infty} D_n P_n(\cos \theta) = \varphi_0 P_0(\cos \theta), \quad \theta_0 < \theta \leq \pi, \\ \sum_{n=0}^{\infty} (D_n - L_n) [P_{n-1}(\cos \theta) - P_{n+1}(\cos \theta)] = 0, \quad 0 \leq \theta < \theta_0. \end{array} \right. \quad (10)$$

Подставим в (10) вместо $P_n(\cos \theta)$ интегральные представления Мелера—Дирихле [5]

$$P_n(\cos \theta) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \int_0^{\theta} \frac{\cos\left(n + \frac{1}{2}\right) x dx}{(\cos x - \cos \theta)^{1/2}} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \int_{\theta}^{\pi} \frac{\sin\left(n + \frac{1}{2}\right) x dx}{(\cos \theta - \cos x)^{1/2}}.$$

Используя принадлежность коэффициентов D_n , L_n пространству l_2 , изменим порядок суммирования и интегрирования и получим однородные интегральные уравнения Вольтерра 1-го рода

$$\int_0^{\theta} \frac{f(x) dx}{(\cos x - \cos \theta)^{1/2}} = 0, \quad \int_0^{\pi} \frac{g(x) dx}{(\cos \theta - \cos x)^{1/2}} = 0.$$

Эти уравнения имеют единственные тривиальные решения: $f(x) = 0$, $x \in [0, \theta_0)$, $g(x) = 0$, $x \in (\theta_0, \pi]$. Так как $f(x)$, $g(x)$ — ряды по элементарным функциям, то найдя решения уравнений Вольтерра, мы получаем систему функциональных уравнений по элементарным функциям:

$$\sum_{n=0}^{\infty} D_n \sin\left(n + \frac{1}{2}\right)x = \begin{cases} \varphi_0 \sin \frac{1}{2}x, & \theta_0 < x \leq \pi, \\ \sum_{m=0}^{\infty} L_m \sin\left(m + \frac{1}{2}\right)x, & 0 \leq x < \theta_0. \end{cases} \quad (11)$$

В (11) правая часть есть известная кусочно-гладкая функция, имеющая разрыв 1-го рода при $x = \theta_0$, а левая часть — ряд Фурье с коэффициентами D_n , принадлежащими пространству l_2 . Обращая ряд Фурье, получаем коэффициенты D_n в явном виде:

$$D_n = \frac{1}{\pi} \varphi_0 (\pi \delta_{n,0} - \alpha_{n,0}) + \sum_{m=0}^{\infty} L_m \alpha_{n,m}, \quad (12)$$

где
$$\alpha_{n,m} = \frac{\sin(n-m)\theta_0}{n-m} - \frac{\sin(n+m+1)\theta_0}{n+m+1},$$

$$\alpha_{n,n} = \theta_0 - \frac{\sin(2n+1)\theta_0}{2n+1}, \quad (13)$$

$$\delta_{n,m} = 1, \delta_{n,m} = 0 \text{ при } m \neq n; \quad m, n = 0, 1, 2, \dots$$

Найдя коэффициенты D_n , можно исследовать любые характеристики структуры.

Для анализа краевого эффекта, возникающего из-за наличия у сферы острого ребра, удобно, в частности, рассматривать петлю в фиксированной плоскости, проходящей через срез сферы, и изменять угол α_0 раскрыва петли; при этом $z_0 = a \cos \theta_0$ и в (12) коэффициенты L_m имеют вид

$$L_m = \frac{Q}{4\pi a} P_m(\cos \alpha_0) \cos^m \theta_0. \quad (14)$$

Для случая $z_0 > a$ решение задачи строится аналогичным методом. При этом решение задачи ищем в виде рядов (2). Связь между

коэффициентами $\tilde{A}_n$, $\tilde{B}_n$ такова:

$$\tilde{A}_n a^n = \tilde{B}_n a^{-n-1} + L a^n z_0^{-n},$$

где L введена в (3). Решение задачи относительно коэффициентов $\tilde{D}_n$ имеет вид

$$\tilde{D} = \frac{\varphi}{\pi} [\pi \delta_{n,0} - \alpha_{n,0}] - \frac{1}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{L}_m [\pi \delta_{n,m} - \alpha_{n,m}],$$

где
$$\tilde{D}_n = \frac{\tilde{B}_n}{a^{n+1}}, \quad \tilde{L}_m = \frac{Q}{4\pi} P_n \left(\cos \varphi_0 \frac{a^n}{z_0^{n+1}} \right).$$

Таким образом, в результате регуляризации системы (7) функциональных уравнений, отвечающей поставленной электростатической задаче, удалось построить полностью обращаемый в l_2 оператор и, следовательно, получить решение в явном виде. Исследование полученного решения показывает, что распределение плотности поверхностного заряда на поверхности срезанной сферы обладает аксиальной симметрией, что обусловлено наличием симметрии структуры и источника относительно оси OZ , и имеет корневую особенность на ребре. Последнее особенно важно, так как это подтверждает правомерность подхода к отысканию вида сингулярной части решения задачи дифракции путем исследования соответствующей электростатической задачи.

Список литературы: 1. Шестопапов В. П. Метод задачи Римана—Гильберта в теории дифракции и распространении электромагнитных волн. Х., 1971. 400 с. 2. Шестопапов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А. Матричные уравнения типа свертки в теории дифракции. К., 1984. 293 с. 3. Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Х., 1973. 288 с. 4. Шестопапов В. П. Суммарные уравнения в современной теории дифракции. К., 1983. 251 с. 5. Бахрах Л. Д., Галимов Г. К. Зеркальные сканирующие антенны. М., 1981. 304 с. 6. Боровиков В. А., Кинбер Б. Е. Геометрическая теория дифракции. М., 1978. 247 с. 7. Уфимцев П. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М., 1962. 243 с. 8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973. 719 с. 9. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы в теории волноводов. М., 1974. 327 с. 10. Марков Г. Т., Петров Б. М., Грудинский Г. П. Электродинамика и распространение радиоволн. М., 1979. 374 с. 11. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М., 1954. 604 с. 12. Ильин В. П. Численные методы электрофизики. М., 1985. 333 с. 13. Конторович Л. В., Акилов Г. П. Функциональный анализ. М., 1984. 750 с. 14. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. М., 1974. 295 с.

Поступила в редколлегию 15.1.87

SUMMARY

A completely invertible into l_2 matrix operator is constructed with the help of special method of regularization system of the double junctional equations of the electrostatic problem about field calculation of charged circular loop in presence of the sphere with a hole. As a result the coefficients of the expansion for the fields sought into Fourier series are obtained in the explicit form. The boundary effects are considered in case of the approach of the charged circular loop to the edge of the sphere with a hole. It is shown that distribution of the surface charge density is of rooted nature on the edge; the ties of the obtained solution with different electromagnetic problems are analysed.

Л. М. БЕРНИК, В. М. СОРОКИНА,
В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРЯДА С МНОГОПОЛОСТНЫМ ПОЛЫМ КАТОДОМ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

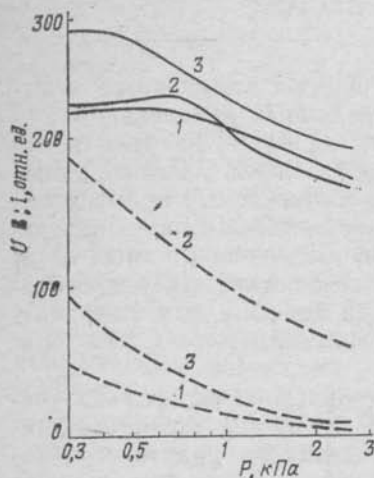
Ультрафиолетовое (УФ) излучение широко применяется в медицине и биологии в целях лечения различных заболеваний или увеличения продуктивности животноводства [1]. При этом в качестве источников УФ излучения используются газоразрядные лампы с ртутным наполнением, серийно выпускаемые промышленностью, спектр которых содержит преимущественно линии излучения атомов ртути. Спектральный состав излучения ртутных ламп может оказаться неоптимальным для воздействия на биологические объекты, поэтому представляется целесообразным разработка источников УФ излучения другого спектрального состава, пригодных для облучения таких объектов.

Широкие возможности выбора спектрального состава излучения имеют источники света с полыми катодами [2], которые обычно содержат одну катодную полость и являются практически точечными источниками света. Это обстоятельство ограничивает возможности их использования для облучения объектов больших размеров.

Нами исследованы некоторые электрические и оптические характеристики тлеющего разряда с многополостным полым катодом, являющимся объемным излучателем. Экспериментальная лампа представляет собой баллон из кварцевого стекла с размещенным на его оси многополостным катодом. Катод изготовлен из коварового цилиндра длиной 70 мм и диаметром 16 мм, в котором просверлено 48 сквозных отверстий диаметром 4 мм, образующих катодные полости. Анод, имеющий конструкцию типа «беличье колесо», изготовлен из 8 молибденовых проволок диаметром 1 мм и расположен соосно с катодом. Исследование проведено при разряде в гелии, неоне и аргоне в диапазоне разрядных токов от 20 до 100 мА.

При малых разрядных токах и низких давлениях газа в разряде участвует только часть полостей катода. Увеличением тока или давления газа можно добиться, чтобы все катодные полости участвовали в разряде. При этом неравномерность излучения отдельных полостей катода, измеренная с помощью фотоумножителя, перемещаемого вдоль поверхности лампы, не превышает 10 %. В отличие от наблюдавшихся в работе [3] ступенчатых вольтамперных характеристик разряда с многополостным катодом, состоящим из 12 сферических полостей, для данной конструкции катода вольтамперная характеристика представляет плавно возрастающую кривую. Это обусловлено более сильной связью с анодом катодных полостей цилиндрической формы.

На рисунке приведены зависимости напряжения горения разряда U (сплошные кривые) и интенсивности УФ излучения I (пунктирные кривые) от давления газов гелия (1), неона (2) и аргона (3), полученные при фиксированном разрядном токе, равном 100 мА. Интенсивность УФ излучения измерялась с помощью фотомножителя со светофильтром УФС-2, выделяющим излучение в диапазоне 280—400 нм.



Зависимости напряжения горения от давления газов

разряда на 2—3 порядка ниже, чем для разряда в парах ртути при аналогичных условиях. Монотонный ход зависимости $I(p)$ свидетельствует о том, что в исследованном диапазоне разрядных токов вклад в излучение разряда распыленных атомов материала катода незначителен. Чтобы его повысить и тем самым повысить интенсивность УФ-излучения, необходимо существенно увеличить плотность разрядного тока.

Список литературы: 1. Головач В. Н. Состояние и перспективы использования УФ излучения в животноводстве//Всесоюз. совещание по применению оптического излучения в сельскохозяйственном производстве: Тез. докл., Львов, 1984. С. 20. 2. Львов Б. В. Атомно-абсорбционный анализ. М., 1966. 352 с. 3. Волков В. Н., Добренков В. И., Инжеватова Л. А., Трофимов О. В. Тлеющий разряд с системой полых катодов//Изв. вузов: Радиофизика, 1978. 21. № 5. С. 766—767. 4. Кириченко В. И., Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Влияние геометрических размеров, материала катода и рода газа на область оптимальных давлений тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом//Журн. техн. физики. 1976. 46. № 9. С. 1857—1867. 5. Метель А. С. Расширение рабочего диапазона давлений тлеющего разряда с полым катодом//Журн. техн. физики. 1984. 54. № 2. С. 241—247.

Поступила в редколлегию 14.12.86

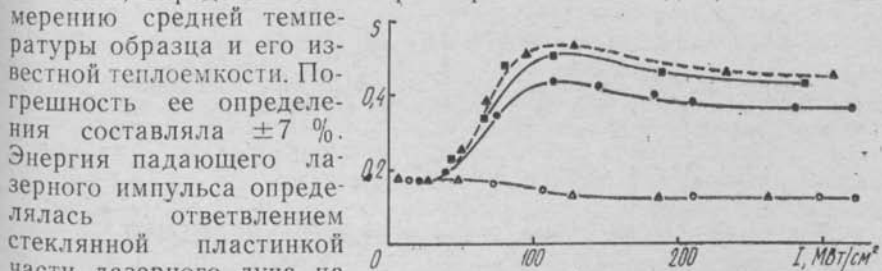
SUMMARY

Some electrical and optical characteristics of glow discharge with multivalve hollow cathode have been studied. It has been shown that the voltage of discharge with the multivalve hollow cathode in the used inert gases: helium, neon, argon differs negligibly.

РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА НА МЕДЬ

При облучении мощными лазерными импульсами металлов в режиме оптического пробоя испаренного вещества и окружающего газа, сообщаемая им энергия определяется поглощением достигшего их поверхности лазерного излучения и энергопередачей из плазмы. Вследствие бокового расширения плазменного факела энергия поступает из плазмы в образец не только через пятно облучения, но и вне его. По этой причине в экспериментах с излучением CO_2 -лазеров [1—3] наблюдался размерный эффект — зависимость коэффициента теплового воздействия S (отношение суммарной энергии, получаемой мишенью, к энергии лазерного импульса) от соотношения между радиусами пятна облучения r_0 и образца r . Цель данной работы — экспериментальное исследование размерного эффекта при воздействии на медь импульсов рубинового лазера с плотностью мощности $I = 10\text{—}300 \text{ МВт/см}^2$.

В опытах использовались лазерные импульсы с длительностью $\tau \approx 120 \text{ нс}$ по уровню мощности 0,1. Радиус пятна облучения был постоянным и равным 0,1 см. Значение r менялось в пределах 0,1—1,3 см. Безразмерный параметр $\gamma = cr/r_0$, где c — скорость звука в плазме ($\sim 4,5 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$), удовлетворял условию одномерного взаимодействия $\gamma \leq 1$. Суммарная энергия, получаемая мишенью, определялась калориметрическим методом, т. е. по измерению средней температуры образца и его известной теплоемкости. Погрешность ее определения составляла $\pm 7\%$. Энергия падающего лазерного импульса определялась ответвлением



Зависимости коэффициента теплового воздействия от плотности мощности лазерного излучения:

▲, ■, ● — при $p=760$ Торр и $r/r_0=11, 7$ и 1 соответственно; ○, △ — при $p=0,06$ Торр и $r/r_0=11$ и 1 соответственно

стеклянной пластинкой части лазерного луча на измеритель типа ИКТ-1М. Влияние изменения состояния поверхности образцов под действием излучения исключалось их предварительной лазерной очисткой. Эксперименты проводились в воздухе с давлением $p=760$ Торр и в вакууме ($p=0,06$ Торр).

На рисунке представлены результаты измерений зависимости $S(I)$ для различных r/r_0 и p . При $p=760$ Торр с увеличением r/r_0

от 1 до ~ 8 коэффициент теплового воздействия возрастает. Это указывает на поступление энергии из плазмы в образец вне пятна облучения после окончания лазерного импульса. Дальнейшее увеличение r/r_0 поведения $S(I)$ не меняет. Для $p=0,06$ Торр размерный эффект в пределах погрешности эксперимента не наблюдался, т. е. в вакууме энерговклад вне пятна облучения незначителен. Фотографирование через открытый затвор фотоаппарата плазменного факела в направлении, параллельном поверхности образца, показывает, что геометрические размеры плазмы в воздухе атмосферного давления значительно больше, чем в вакууме. В отличие от излучения рубинового лазера под действием на металлы импульсов CO_2 -лазера размерный эффект наблюдался и в вакууме [2].

Из проведенных экспериментов вытекают следующие выводы. При облучении металлического образца наносекундными импульсами рубинового лазера размерный эффект зависит от давления окружающего газа. В воздухе атмосферного давления основная доля энергии лазерного излучения поступает в мишень через пятно облучения и не более 25 % этой доли вне его. При лазерно-плазменной обработке металлов наносекундными импульсами рубинового лазера в газах достаточной плотности необходим учет размерного эффекта.

Список литературы: 1. Ударный механизм нагрева мишеней лазерным излучением в газах/В. П. Агеев, В. И. Конов, А. С. Силенок и др.// Письма в ЖТФ. 1977. 3. № 4. С. 677—680. 2. Нагрев металлов излучением импульсного CO_2 -лазера/В. П. Агеев, А. И. Барчуков, Ф. В. Бункин и др.// Квантовая электроника. 1979. 6. № 1. С. 78—85. 3. Marcus S., Lowder J. E., Mooney D. L. Large-Spot Thermal Coupling of CO_2 -Laser Radiation to Metallic Surfaces// J. Appl. Phys. 1976. 47, N 7. P. 2966—2969.

Поступила в редколлегию 10.02.86

SUMMARY

The energy added to the copper sample irradiated with nanosecond pulses of 10—300 MW/cm² intensity have been investigated experimentally for different ratio of target radius to focal spot radius.

УДК 535.215

Ю. М. ЛАТЫНИН, канд. физ.-мат. наук, Р. Г. ЯРЕМЕНКО

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ранее [1] уже сообщалось о применении явления фотоэффекта в системе металл—окисел—электролит для определения энергетических параметров источников света импульсного и непрерывного действия. В [2] приведены результаты исследования воздействия непрерывного излучения оптического диапазона спектра мощностью единиц мВт, а также рассеянного в электролите светового импульса длительностью 100 нс на фотопреобразователь

(ФП). Установлено, что преобразователь регистрирует световые импульсы, возникающие после прохождения излучения непрерывного лазера сквозь механический модулятор (частота модуляции 5 кГц). Импульс электрического напряжения на выходе ФП при воздействии короткого светового импульса (100 нс) имел более протяженный задний фронт по сравнению с оптическим. Поэтому возникает интерес к исследованию фотопреобразователя при более высоких уровнях плотности мощности измеряемого светового потока, а также изучения воздействия на него нескольких чередующихся друг за другом световых импульсов, например, излучения лазера, работающего в режиме свободной генерации.

В работе приведены результаты экспериментальных исследований ФП при воздействии на последний мощного светового источни-

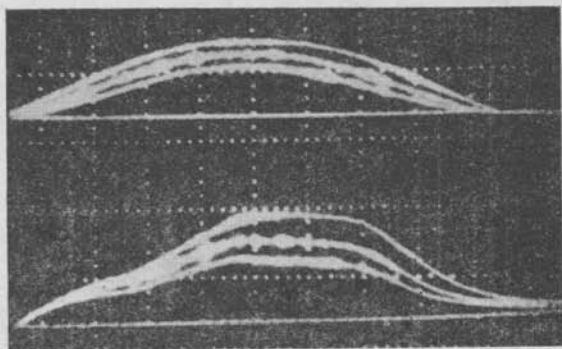


Рис. 1. Формы импульсов напряжения

ка, в качестве которого использовали технологический лазер ЛТН-102А. Излучение лазера пропускали сквозь механический модулятор и направляли на ФП. Последний представлял собой стеклянную кювету с жидкостью (растворы электролитов) с помещенными в ней металлическими электродами. В качестве электродов обычно использовали такие пары металлов: медь—никель, никель—платина и другие, размеры освещаемой области (диаметр лазерного пучка) — 5 мм. Дополнительную разность потенциалов, возникающую между электродами при освещении одного из них, регистрировали осциллографом. Изучались такие характеристики ФП, как коэффициент преобразования, стабильность или изменение его со временем, временное разрешение и другие.

На рис. 1 приведены формы импульсов напряжения на выходе фотодиода ФД9Э и исследуемого ФП (три нижние осциллограммы) при плотности мощности излучения 200, 100 и 50 (нижние лучи) Вт·см⁻² и скорости развертки 0,5 мс·см⁻¹. Изучаемый ФП устанавливался при этом непосредственно на пути распространения луча лазера ЛТН-102, а фотодиод — на пути отраженного от делительной пластинки и ослабленного светофильтрами луча. В течение времени, когда излучение лазера проходит сквозь моду-

лятор, возникают колебания уровня средней мощности P , амплитуда которых зависит от уровня мощности накачки и, следовательно, от P : при снижении P амплитуда колебаний возрастает. Для $P=10$ Вт кратковременные флуктуации P достигают 20—30 % от среднего значения и еще более высоких значений при уровнях накачки, близких к пороговым. Колебания уровня средней мощности P вызваны конкуренцией поперечных мод резонатора, возникающей при изменении (флуктуациях) разрядного тока лампы

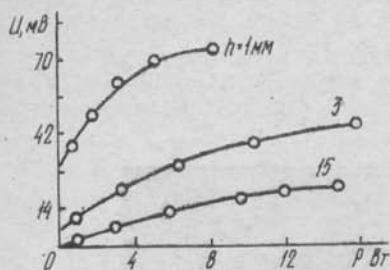


Рис. 2. Преобразование погружения электродов

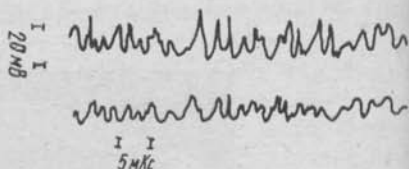


Рис. 3. Отклик ФП и фотодиода

накачки лазера, характерные частоты кратковременных флуктуаций P заключены в диапазоне (1—500) кГц.

Для изучения возможности применения ФП для определения пространственно-временных характеристик излучения проведено исследование характеристики преобразования для различных объемов электролита окружающего электрод. Увеличение глубины погружения h электродов в электролит снижает коэффициент преобразования ФП, т. е. чувствительность убывает с ростом h .

Это связано с растеканием тока внутри фотоячейки (при неизменном диаметре светового пучка) через электролит вне зоны облучения.

Из характеристики преобразования для 3-х различных глубин h погружения электродов (рис. 2) видно, что при меньшем h насыщение фототока ФП наступает при меньших интенсивностях светового потока. Уменьшение растекания тока можно достигнуть, применяя ФП в форме капилляра с размещенными в нем электродами и электролитом. Применение таких ФП особенно эффективно для определения пространственно-временных характеристик излучения, где необходимо применять структуры в виде решетки из капилляров. Совпадение оптического импульса и формы сигнала с ФП дает возможность восстановить изменение интенсивности света в течении лазерного импульса в определенном количестве элементарных областей, на которые «разбивается» пучок излучения. Восстановление пространственных и временных параметров лазерного импульса может быть осуществлено по одной из известных методик, например [3]. В качестве правых частей матрицы интенсивности используют измеренное максимальное значение фо-

тоотклика ФП с каждого рабочего электрода; при изучении временной зависимости светового импульса в каждой из областей совмещают начала всех отсчетов с ФП и проводят временную дискретизацию. Старение электрода, например, в результате длительного хранения его в электролите, приводит к тому, что насыщение выходного напряжения ФП наступает при меньших плотностях светового потока, чувствительность при этом также не остается неизменной.

Совпадение форм оптического и электрического импульса ФП получено и при воздействии на последний излучения лазера, работающего в режиме свободной генерации. На рис. 3 показан отклик ФП (нижняя осциллограмма) и фотодиода ФД9Э на воздействие импульса лазера ГОС-1001. В качестве электрода использована нить из олова, в качестве электролита — 10 %-ный водный раствор хлористого натрия. Аналогичные сигналы получены также и при облучении медного электрода. Уменьшить влияние контактной разности потенциалов, возникающей из-за применения в ФП электродов из разнородных металлов, можно, используя токоъемные электроды из одного и того же металла, например меди, при этом облучению светом подвергается один из них.

Амплитудная характеристика ФП при воздействии на него лазерного импульса исследована вплоть до пороговых явлений. Так, при плотности излучения в $50 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ получены импульсы напряжения с ФП, электроды которого сделаны из металлов, на поверхности которых отсутствует окисная пленка, обладающая полупроводниковыми свойствами, например, облучая платиновый электрод, погруженный в водный раствор гидразина. Появление электрического импульса при этом обусловлено, по-видимому, разрушением комплексов, существующих на поверхности раздела металл—электролит. С хорошей повторяемостью форм импульса зарегистрированы и электрические импульсы на выходе ФП при облучении графитового электрода, причем длительность их оказалась существенно меньше, чем длительность лазерного. Последнее свидетельствует о пороговом характере возникновения этого напряжения. При возникновении в электролите ФП ударных волн, вызывающих колебания уровня жидкости в ячейке, между электродами возникает напряжение, изменяющееся с частотой возникновения в кювете колебаний уровня жидкости.

Таким образом, исследовано взаимодействие фотопреобразователя на основе фотоэффекта в системе металл—окисел—электролит с импульсным лазерным излучением и показано, что его быстроедействие достигает 10^{-6} с. Такое временное разрешение ФП позволяет регистрировать параметры лазеров, работающих в режиме свободной генерации, а также флуктуации мощности непрерывных лазеров с такими же характерными временами.

Получена характеристика преобразования ФП вплоть до уровней плотности мощности, вызывающих насыщение ФП, а также до пороговых уровней, где имеет место разрушение окисной пленки, возникновение вскипания жидкости, ударных волн и др. Изучено

растекание тока внутри фотоячейки, что позволило оптимально расположить в кювете активный и пассивный токосъемные электроды.

Список литературы: 1. *Взаимодействие света с металлами и границей жидкость—металл*/Ю. В. Колток, В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин и др.//Материалы 4-го Всесоюзного совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. 1978. С. 354—355. 2. *Яременко Р. Г., Латынин Ю. М., Кузьмичев В. М.* Исследование фотоэффекта в системе металл—окисел—электролит//Импульсная фотометрия. 1981. Вып. 7. С. 197—200. 3. *Яременко Р. Г., Кузьмичев В. М.* Метод измерения пространственно-энергетических характеристик оптического излучения при априорной неопределенности//Тез. докл. НТС «Теория информации» ЦП НТО РЭС им. А. С. Попова, 1985. С. 69—70.

Поступила в редколлегию 03.03.87

SUMMARY

The results of experimental research of the metallo oxide-electrolyte detector for measurement of the energy and time characteristics of optical radiation are given. The conditions for which the detector response may be used for determination of the energy space—time distribution at laser beam cross-section are defined.

УДК 537.5:621.315.592

Н. П. КРАСНОЛОБ, А. И. САТЮКОВ, канд. физ.-мат. наук,
В. М. СВЕТЛИЧНЫЙ, канд. физ.-мат. наук, *А. И. СТАРИКОВ*

ВЛИЯНИЕ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА ГЕРМАНИЯ С СОБСТВЕННОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

В настоящее время большое внимание уделяется вопросам воздействия различного рода ионизирующих излучений на кристаллическую решетку полупроводниковых материалов. Следствием такого воздействия является изменение параметров полупроводников и полупроводниковых приборов, поэтому изучение влияния ионизирующих излучений важно для выяснения радиационной стойкости полупроводниковых приборов. Кроме того, в результате повышения энергии структурных частиц вещества при радиационных воздействиях возможно ускорение различных технологических процессов (например, диффузии).

В настоящей работе приводятся результаты исследования воздействия рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda \approx 10^{-11}$ м ($E \approx 1,24 \cdot 10^5$ эВ) на свойства германия с собственной проводимостью, т. е. с удельным сопротивлением при комнатной температуре около 50 Ом·см. Содержание примесей в исследуемом материале $\leq 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³, природа этих примесей неизвестна. Время облучения изменялось в пределах 10...60 мин, интенсивность рентгеновского излучения — типичная для рентгеновских трубок, дающих излучение с такой длиной волны.

Происходящие в образцах изменения контролировались по измерениям эффекта Холла и удельного сопротивления в интервале температур 77...300 К.

Известно [1], что теория возникновения радиационных дефектов в кристаллах опирается на предположение о существовании «пороговой» энергии E_d , которую необходимо сообщить одному из атомов кристалла для того, чтобы он перешел из узла решетки

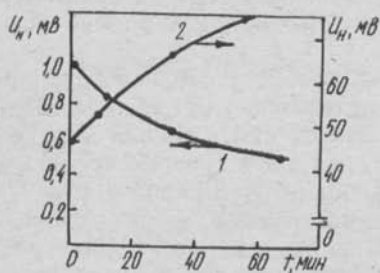


Рис. 1. Измерения эффекта Холла в облученных образцах

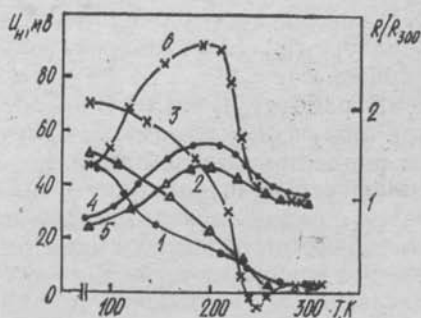


Рис. 2. Зависимость напряжения от температуры

в междоузлии. Для германия E_d оценивается приблизительно в 15—30 эВ. Если учесть большое различие в массе смещаемого атома и частиц ионизирующего излучения, то оказывается, что минимальная энергия частиц ионизирующего излучения $E_{0 \min}$, способных вызвать появление дефектов, значительно больше E_d . По оценкам, приведенным в [1], для германия энергия электронов, которые способны вызвать появление дефектов, $E_{0 \min} \approx 5 \cdot 10^5$ эВ. В этой же работе отмечается, что результаты воздействия быстрых электронов и гамма-излучения на кристаллы практически одинаковы. При $E < E_{0 \min}$ вероятность образования дефектов резко падает практически до нуля.

В соответствии с этой теорией, при энергии квантов рентгеновского излучения, которое использовалось в наших экспериментах, дефекты вообще не могут возникать, так как в нашем случае $E < E_{0 \min}$. Однако измерения эффекта Холла в облученных образцах говорят об обратном (рис. 1). С увеличением дозы (времени) облучения холловское напряжение U_H , измеренное при комнатной температуре (кривая 1), плавно уменьшается, а при температуре жидкого азота U_H плавно увеличивается с увеличением дозы облучения (кривая 2). Это свидетельствует о существенных изменениях концентрации носителей и их подвижности вследствие облучения.

Зависимость холловского напряжения от температуры имеет сложный характер (рис. 2): у необлученного германия U_H при повышении температуры плавно уменьшается (кривая 1); у образцов, облученных в течение 10 мин, холловское напряжение несколько больше, чем у необлученных, и также плавно уменьшается

с ростом температуры (кривая 2). Если образец подвергался длительному (~ 1 ч) облучению, холловское напряжение также плавно уменьшается с ростом температуры, однако в узком температурном интервале ($\sim 250...260$ К) знак U_H меняется на противоположный, а затем вновь меняется на исходный (кривая 3). Сопротивление образцов в зависимости от температуры при всех дозах облучения имеет максимум (кривые 4—6, дозы облучения те же, что и для кривых 1—3). Следует отметить, что область температур, где U_H меняет знак (кривая 3), приходится на интервал температур, где сопротивление образцов изменяется наиболее резко (кривая 6).

В работе [2] изменения электрофизических свойств германия при облучении его гамма-излучением объясняется возникновением радиационных дефектов, которые имеют акцепторный характер с энергией ионизации 0,01 эВ. Такое предположение может объяснить (с рядом оговорок) зависимость, даваемую кривой 1 (рис. 1), но не может объяснить зависимости, даваемой кривой 2, тем более это предположение не может объяснить сложной зависимости холловского напряжения от температуры (рис. 2, кривая 3).

В нашем случае германий при комнатной температуре имеет практически собственную проводимость, поэтому введение радиационных акцепторных центров должно было привести к появлению дырочной проводимости. Поскольку энергия ионизации этих центров очень мала, то концентрация подвижных носителей (дырок), связанных с этими центрами, не должна была изменяться вплоть до очень низких (гелиевых) температур, т. е. холловское напряжение не должно зависеть от температуры, чего не наблюдается на опыте.

Следовательно, проведенные эксперименты показывают, что влияние жесткого рентгеновского излучения на германий с собственной проводимостью, по-видимому, не сводится лишь к появлению акцепторных центров. Здесь может оказаться существенным заселение акцепторных уровней, возникающих при облучении, электронами из зоны проводимости или с донорных уровней, имеющих в исходном германии, а также изменение подвижности носителей заряда. Однако наиболее сложный вопрос, вытекающий из проведенных опытов, заключается в том, как возникают радиационные дефекты при энергии квантов рентгеновского излучения, намного меньшей $E_{0\text{ min}}$. Для выяснения всех этих вопросов требуется постановка дополнительных экспериментов, в частности — экспериментов, в которых подвижность носителей заряда измерялась бы независимо (например, измерениями времени дрейфа носителей).

Список литературы: 1. Вавилов В. С. Действие излучений полупроводников. М., 1963. 264 с. 2. Васильева Е. Д., Гончаров Л. А., Далуда Ю. Н. Радиационные дефекты в германии, легированном медью // Физика и техника полупроводников. 1981. 15, № 7. С. 1259—1263.

Поступила в редколлегию 11.01.86

SUMMARY

It is experimentally shown that the radiation defects in intrinsic Ge apperance even if the energy of X-ray less than minimum energy finding by exist theories. It is given the results of measurements of Hall voltage and resistance of irradiated samples in 77...300 K temperature range.

УДК 621.369

А. А. ПОЛЯНСКИЙ, канд. техн. наук,

А. И. САПЕЛКИН, канд. физ.-мат. наук, В. В. ЧУГУНОВ

К ВОПРОСУ О ПРИМЕНЕНИИ ЛПД В УСИЛИТЕЛЯХ СВЧ

Необходимость создания усилителей для работы в коротковолновой части сантиметрового диапазона СВЧ привела к разработке новых усилительных приборов. К ним относятся лавинно-пролетные диоды (ЛПД).

Практическое применение нашли ЛПД, имеющие различную структуру (диоды Мисавы, Рида, с барьером Шоттки и др.).

В настоящее время разработаны диоды на основе GaAs, которые в коротковолновой части сантиметрового диапазона обеспечивают непрерывную выходную мощность порядка 2,0—2,5 Вт при КПД 15—25 %.

Перспективным направлением в разработке ЛПД является создание двухпролетных диодов на основе гетероструктур, что позволит повысить выходную мощность, коэффициент уси-

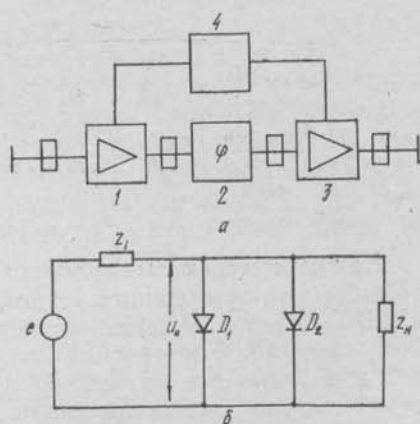
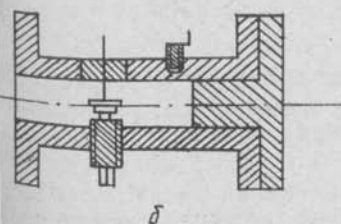
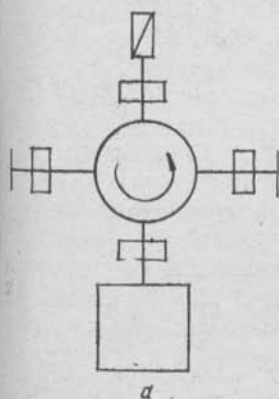


Рис. 1. Блок-схема (а) и эскиз конструкции (б) усилителя

Рис. 2. Структурная (а) и эквивалентная (б) схемы усилителя: 1—1-й каскад усилителя; 2—согласующее устройство; 3—2-й каскад усилителя; 4—блок питания

ления и КПД приборов. Экспериментальные образцы таких ЛПД уже освоены отечественной промышленностью. Таким образом, существующая элементная база позволяет применять ЛПД в усилителях СВЧ.

На основе приборов типа АА-745 и АА-748 разработан усилитель, блок-схема которого представлена на рис. 1, а.

Усилитель представляет собой волноводную конструкцию отражательного типа, построенного на базе «Х»-циркулятора. Эскиз конструкции основной части усилителя представлен на рис. 1, б. В этой конструкции диод 2 устанавливается по середине широкой стенки волновода 1 и закрепляется в цанге теплоотвода 5. Питание на диод подается через поглощающий СВЧ энергию материал 4, по проводнику 6, а минус — по корпусу волновода. К ЛПД припаивается сверху диск диаметром $0,95 \lambda_0/2$ и толщиной 0,2 мм, который с цангой теплоотвода и диодом образует перестраиваемый по частоте коаксиальный резонатор. Переменная закоротка 7 служит для дополнительной подстройки усилителя по частоте на максимальную мощность и коэффициент усиления.

Основные параметры усилителя при различных по мощности входных сигналах приведены ниже. Усилитель имеет полосу пропускания, определяемую известным соотношением Фано:

$$\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)_{\max} = \frac{\pi}{Q_0 \ln \sqrt{K_p}},$$

где $\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)_{\max}$ — максимальная полоса пропускания; K_p — коэффициент усиления; Q_0 — добротность лавинно-пролетного диода.

$P_{\text{вх}}, \text{ мВт}$	1	5	10	50	100	200	250
$P_{\text{вых}}, \text{ мВт}$	10	50	100	350	500	850	1000
$K_p, \text{ Дб}$	10	10	10	7	7	6	6
$(\Delta f/f_0), \text{ МГц}$	250	300	300	350	350	400	400

Важным аспектом является защита диода от перегрева при помощи теплоотводящих устройств, так как у ЛПД, работающих в СВЧ диапазоне, площадь перехода мала и охлаждение его за счет свободной конвекции становится не эффективным. С этой целью в усилителе применена массивная медная цанга. Благодаря этому перенос тепла от диода, вследствие хорошей теплопроводности меди, очень высок, что позволяет получать на выходе усилителя сравнительно большую выходную мощность ≥ 1 Вт при КПД 18 % в коротковолновой части сантиметрового диапазона длин волн. Разработанный усилитель на базе ЛПД может быть

применен в различных радиотехнических устройствах, а простота каскадирования таких усилителей и суммирования их мощностей позволит создавать многокаскадные устройства с реальной непрерывной мощностью на выходе порядка 3—5 Вт при коэффициенте усиления ≈ 23 —27 дБ в широкой полосе частот.

Как известно, работа лавинно-пролетных диодов (ЛПД) основывается на двух явлениях: ударной лавинной ионизации и дрейфе носителей заряда через пролетную область за определенное время для получения требуемого фазового соотношения между током и напряжением. При сравнении различных приборов на отрицательном сопротивлении удобно использовать скорость нарастания колебаний. Приборы с большей скоростью нарастания колебаний обладают лучшими амплитудными характеристиками при усилении и генерации по сравнению с ЛПД обычного типа.

Одним из приборов с большей скоростью нарастания колебаний является диод Рида, позволяющий генерировать и усиливать колебания в диапазоне СВЧ с большим коэффициентом усиления и с большей мощностью по сравнению с другими приборами ЛПД. Детальная модель диода Рида на ЭВМ была создана Шарфеттером и Гуммелом. Ими же были произведены основные расчеты структуры диода и профиля легирования, которые практически трудно реализовать.

Отечественной промышленностью выпускаются высокоэффективные диоды Рида, которые позволяют вести разработку усилителей в диапазоне СВЧ от 9 ГГц до 40 ГГц.

Усилители на основе ЛПД обычно строятся по схемам «на отражение» или «на проход», причем предпочтение отдается схеме «на отражение», так как она обладает большей стабильностью параметров и хорошей развязкой при каскадировании, а также лучшей однонаправленностью усиления.

Однако усилители «на проход» не требуют ферритовых циркуляторов, имеют меньшую массу и габаритные размеры. Основным их недостаток — трудность настройки при каскадировании.

Применение диодов Рида позволяет строить многокаскадные усилители «на проход», так как эти диоды имеют больший коэффициент усиления, что позволяет при прочих равных условиях улучшить развязку и согласование между каскадами за счет снижения коэффициента усиления одиночных каскадов в требуемых пределах. Многокаскадный усилитель на высокоэффективных диодах при равном числе каскадов превосходит усилитель на обычных ЛПД.

Так, если коэффициент усиления двухкаскадного усилителя на обычных ЛПД равен 6 дБ, то на диодах Рида — не менее 13 дБ. При этом максимальная мощность на выходе может быть определена по формуле $P_{\text{от}} I^2 [\text{ГГц}^2] \approx 10^5 \text{ Вт}$.

На основании изложенного выше был разработан лабораторный макет каскадного СВЧ-усилителя проходного типа, структурная схема которого представлена на рис. 2, а, а эквивалентная — на рис. 2, б.

Исследования показали, что разработанный макет усилителя обладал следующими основными параметрами: коэффициент усиления $K_p \approx 15-16$ дБ, полоса пропускания — 500 мГц и КПД — 20 %. Усилитель выполнен на волноводе сечением 5,5 мм $\times$ 11,0 мм. Его размеры 60 $\times$ 11, масса — 180 г.

Аналогичный усилитель на «Х» циркуляторах имеет массу 800 г и габаритные размеры 450 $\times$ 25 мм при $K_p \approx 8-10$ дБ, полоса пропускания 600 мГц и КПД = 10 %.

Таким образом, разработанный СВЧ-усилитель на диодах Ридера значительно превосходит по основным параметрам усилитель, построенный по стандартной схеме, и целесообразность применения его в разработках устройств, где требования к массе, габаритным размерам, КПД, простоте и надежности являются определяющими — очевидна.

SUMMARY

The amplifiers using IMPATT diodes on base of heterostructures and Read diode are described. It is shown that IMPATT diodes on base of heterostructures give more than 1 W output power with 18 % efficiency in millimeter wave region. The advantages of amplifiers using IMPATT diodes (Read diode) constructed by «pass» scheme are shown.

УДК 621.372

А. А. ЖУРАВСКИЙ, канд. техн. наук, *Л. П. СЕМИСАЛОВ*,
Н. И. МАЛЬКО, *И. В. СЫТЕНКО*,
Н. Т. МИХЕЕВА, канд. физ.-мат. наук,
В. П. ШЕЙКО, *К. А. ТУТОВ*

РАЗРАБОТКА СПОСОБА ЗАМЕРА ТЕМПЕРАТУР ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ В УСЛОВИЯХ ОГРАНИЧЕННО ПРОЗРАЧНЫХ СРЕД

Высокое качество кокса можно обеспечить лишь при условии постоянного контроля и оперативной корректировки температурного режима коксовых печей.

Способ, применяемый на коксохимических заводах для контроля температур в массиве кокса, очень трудоемок и не дает полной картины распределения температур для всех камер коксовой батареи [1].

Было сделано множество попыток разработать новый способ контроля теплотехнического режима коксовых батарей. С нашей точки зрения наиболее перспективным является направление установки пирометров на двересъемной машине, что обеспечивает «просмотр» температуры коксового пирога на нескольких уровнях и контроль каждой камеры батареи.

Однако значительные пыледымовые выбросы, сопровождающие выдачу кокса, вносят существенные искажения в показания пиро-

метров, вследствие чего этот способ не нашел широкого применения.

Сотрудниками кафедры квантовой радиофизики ХГУ им. А. М. Горького и коксовой лаборатории Украинского научно-исследовательского углехимического института разработана установка, которая позволила замерять температуру выдаваемого кокса с коррекцией на нерегулярные пыледымовые выбросы из камер коксовых печей.

Интенсивность монохроматического излучения раскаленного кокса в интервале температур до 2500 К в диапазоне видимых лучей можно с достаточной степенью точности (ошибка не превышает 1 %) описать уравнением Вина (5)

$$E_{\lambda\theta} = \varepsilon_{\lambda} c_1 \lambda^{-5} l^{-c_2/\lambda\theta}, \quad (1)$$

где ε_{λ} — коэффициент черноты монохроматического излучения при длине волны λ , м; θ — температура тела, К; c_1 , c_2 — постоянные.

Если среда, через которую проходит излучение, ограниченно-прозрачная (наличие пыледымовых выбросов), то в точку наблюдения (место установки пирометра) придет ослабленное излучение:

$$E'_{\lambda\theta} = \alpha E_{\lambda\theta}. \quad (2)$$

Этому излучению будет соответствовать кажущаяся (фиктивная) температура

$$E'_{\lambda\theta} = \varepsilon_{\lambda} c_1 \lambda^{-5} l^{-c_2/\lambda\theta'}. \quad (3)$$

Решая совместно уравнения (1) — (3), можно рассчитать ослабление интенсивности излучения по значениям истинной θ и кажущейся θ' температуры:

$$\ln \alpha = \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{\theta'} \right). \quad (4)$$

Таким образом, если недалеко от места фиксации температуры выдаваемого кокса установить тело постоянной температуры (ТПТ) и контролировать отдельным пирометром изменение его температуры при появлении дымопылевых выбросов, можно ввести корректировку к показаниям основного пирометра. Действительно, если принять, что коэффициент ослабления одинаков в местах фиксации температур кокса и ТПТ (а это обеспечивается установкой ТПТ возле выреза в коксонаправляющей ванне двересъемной машины), тогда будет справедливо равенство

$$\frac{1}{\theta_K} - \frac{1}{\theta'_K} = \frac{1}{\theta_{\text{const}}} - \frac{1}{\theta'_{\text{const}}}, \quad (5)$$

где θ_K , θ'_{const} — действительные температуры кокса и ТПТ; θ'_K , θ_{const} — фиктивные температуры кокса и ТПТ.

Из уравнения (4) можно получить поправку к показаниям рабочего пирометра, контролирующего температуру выдаваемого кокса:

$$\theta_k = \theta'_k \frac{\theta_{const} \theta'_{const}}{\theta_{const} \theta'_{const} - \theta'_k (\theta_{const} - \theta'_{const})}. \quad (6)$$

Эта формула справедлива для фотоэлектрических пирометров.

Для пирометров полного излучения (радиационных пирометров) интенсивность интегрального излучения описывается уравнением Стефана—Больцмана [2]:

$$E_0 = \epsilon_0 c \theta^4. \quad (7)$$

Здесь ϵ_0 — степень черноты интегрального излучения; c — постоянная.

Исходя из уравнения (7), можно получить зависимости для расчета ослабления излучения на трассе и поправку к показаниям рабочего пирометра:

$$\alpha = \left(\frac{\theta}{\theta'} \right)^4; \quad (8)$$

$$\theta_k = \theta'_k \left(\frac{\theta_{const}}{\theta'_{const}} \right)^4. \quad (9)$$

Таким образом, для замера температуры и степени поглощения излучения, зависящего от интенсивности пыледымовых выбросов, можно применить установку, схема которой представлена на рисунке.

При этом по температурам θ'_k и θ'_{const} , замеренным рабочим и контрольным пирометрами с помощью вычислительного блока,

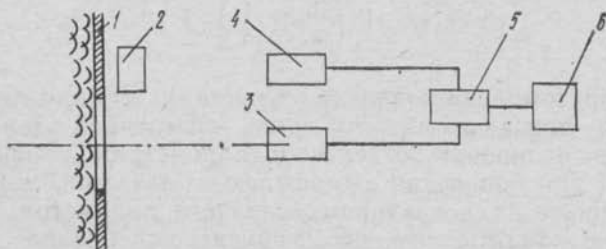


Схема установки для определения температуры выдаваемого кокса в условиях ограниченно-прозрачной среды:

1 — коксонаправляющая ванна с вырезом; 2 — рабочий пирометр; 3 — тело постоянной температуры; 4 — контрольный пирометр; 5 — вычислительный блок; 6 — самописец

можно рассчитывать истинную температуру кокса и степень поглощения излучения на трассе по формулам (4), (6) или (8), (9) в зависимости от применяемых пирометров (фотоэлектрические или радиационные).

Однако сопоставление уравнений (1) и (7) говорит о том, что фотоэлектрические пирометры более чувствительны (у них интенсивность фиксируемого излучения пропорциональна экспоненте, а у радиационных пирометров — только четвертой степени абсолютной температуры). Кроме того, инерционность фотоэлектрических пирометров (время срабатывания) составляет $\sim 0,1$ с, в то время как для радиационных пирометров она составляет уже ~ 3 с. Значит, для контроля температур выдаваемого кокса предпочтительнее использовать фотоэлектрические пирометры.

Таким образом, показаны причины искажений в показаниях пирометров при замере температур выдаваемого кокса в условиях ограниченно-прозрачных сред, а также разработана схема установки для замера температур выдаваемого кокса при интенсивных пыледымовых выбросах.

Список литературы: 1. *Правила* технической эксплуатации коксохимических предприятий. М., 1985. 246 с. 2. *Майзель М. М.* Основы автоматизации технологических процессов. М., 1960. 878 с.

Поступила в редколлегию 27.02.87

SUMMARY

A system was designed capable not only to perform correction of pyrometer readings according to the influence of dust and gas outbursts, but to estimate the effectiveness of these readings either.

УДК 621.317.355.73

О. Т. НИКОЛОВ, канд. физ.-мат. наук,
Г. М. ГЛИБИЦКИЙ, С. В. ГАТАШ, А. Н. ПОПОВ,
Г. В. ГОЛУБНИЧАЯ

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ БИОЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМ НА СВЧ

Измерения диэлектрической проницаемости биологических систем на сверхвысоких частотах могут дать ценную информацию о структурных и других изменениях в объекте [1, 2]. Однако эти изменения часто связаны с незначительными приращениями диэлектрических параметров, и их регистрация требует высокой разрешающей способности измерительной установки.

Предложенный ранее [3] диэлектрометр 3-см диапазона, использующий H_{01n} резонаторный метод, имел недостаточную (0,5 %) разрешающую способность по ϵ'' .

В данной работе предложена установка, позволяющая существенно (в 5 раз) улучшить разрешающую способность по ϵ'' . Последнее достигается более точным измерением особых точек резонансной кривой резонатора, уровня падающей, прошедшей и отраженной СВЧ мощности. Функциональная схема установки, представленная на рисунке, содержит следующие элементы: СВЧ генератор 1, модулирующий ВЧ генератор 2 (частоты ω_m), удвои-

тель частоты модуляции 3, исследуемый резонатор 4, СВЧ детекторы 5, 11, ферритовый циркулятор 12, переключатели 10 и П1, избирательные усилители 6, 13, настроенные на частоты $2\omega_m$, ω_m

соответственно, фазочувствительные детекторы 7, 14, индикатор 8 и частотомер 9.

Перестраиваемый по частоте СВЧ генератор 1 модулируется по частоте в пределах 0,1 ширины резонансной кривой резонатора с помощью модулирующего генератора 2. Частотная зависимость коэффициента отражения и передачи резонатора обуславливает амплитудную модуляцию отраженного и прошедшего через резонатор сигналов; далее прошедший сигнал поступает на детектор 5, а отраженный

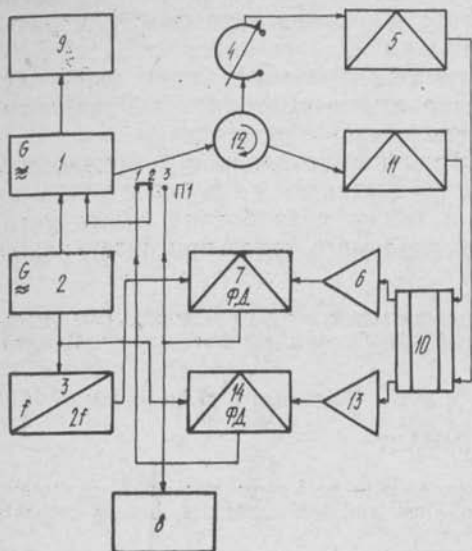


Схема установки

ный — подается с помощью циркулятора 12 на СВЧ детектор 11. Детекторы 5, 11 имеют линейный закон детектирования и в зависимости от положения переключателя 10 на входы избирательных усилителей 6, 13 поступает сигнал с выхода либо детектора 5, либо детектора 11. Избирательный усилитель 6 выделяет из спектра сигнала составляющие с частотой $2\omega_m$, избирательный усилитель 13 — составляющие с частотой ω_m .

Полученный сигнал детектируется фазочувствительным детектором 7, опорное напряжение на который подается с удвоителя частоты модулирующего генератора; далее сигнал регистрируется индикатором 8. При совпадении средней частоты генератора с частотой $f_{\text{пер}}$, соответствующей точке перегиба резонансной кривой, показания индикатора принимают нулевые значения. При отклонении средней частоты генератора 1 от частоты $f_{\text{пер}}$ на выходе фазочувствительного детектора 7 появляется сигнал, величина и полярность которого определяются величиной и знаком частотного отклонения. Этот сигнал подается в соответствующей полярности на элемент, управляющий частотой СВЧ генератора, в результате чего происходит автоматическая настройка средней частоты СВЧ генератора на частоту $f_{\text{пер}}$.

Если частота колебаний СВЧ генератора точно совпадает с точкой перегиба резонансной кривой, то на выходе СВЧ детектора отсутствуют все высшие гармоники, кратные частоте модуляции. Любое отклонение частоты колебаний генератора от $f_{\text{пер}}$ приводит

к появлению четных высших гармоник ω_m ; когда частота СВЧ генератора находится ниже точек перегиба резонансной кривой, эти гармоники имеют одну фазу, выше — противоположную. Сигнал на выходе СВЧ-детектора, кратный частоте модуляции (например, $2\omega_m$), после усиления и фазочувствительного детектирования соответствует второй производной резонансной кривой. Вследствие этого напряжение, вырабатываемое фазочувствительным детектором, будет пропорционально отклонению частоты СВЧ генератора от точек максимальной крутизны резонансной характеристики резонатора и может использоваться для автоматической регулировки частоты СВЧ генератора по точкам перегиба резонансной кривой.

При измерении собственной частоты СВЧ резонатора сигнал с выхода СВЧ детектора 5 подается на избирательный усилитель 13, выделяющий составляющую с частотой ω_m . Усиленный сигнал детектируется фазочувствительным детектором 14 и через переключатель П1 подается на электрод, управляющий частотой СВЧ генератора. Если средняя частота колебаний СВЧ генератора совпадает с резонансной частотой, то на выходе СВЧ детекторов 5, 11 отсутствуют колебания, совпадающие с частотой модуляции. Любое отклонение от резонансной частоты приводит к появлению огибающей частоты ω_m , фаза которой определяет знак расстройки, а амплитуда — величину расстройки. Этот сигнал используется для автоматической настройки частоты СВЧ генератора на частоту резонатора. Измерения ϵ' и ϵ'' производятся по известным методикам [4, 5], используя калибровку ячейки по веществам с известными диэлектрическими параметрами.

Стабильность частоты СВЧ генератора в режиме автоматической подстройки частоты по резонатору обычно достигает величины 10^{-6} — 10^{-7} ; точность измерения частоты не хуже 10^{-7} . Поэтому нагруженная добротность резонатора, равная $\frac{f_0}{2\Delta f}$, может быть измерена с точностью $\sim 0,1\%$.

Список литературы: 1. Радин Ю. П., Панасенко В. И. Изучение диэлектрических параметров бактериальных суспензий на сверхвысоких частотах // *Вопр. биохимии и физиологии микроорганизмов*. 1982. № 9. С. 82—87. 2. Kaatz U., Lautscham K., Pottel R. On the changes in the microwave dielectric spectrum of aqueous phospholipid bilayer solutions at the ordered fluid phase transition // *J. Mol. Liq.* 1984. 28. № 4. P. 249—270. 3. Николов О. Т., Матис Ю. В., Гаташ С. В., Голубничая Г. В. Диэлектрометр 3-см диапазона // *Вестн. Харьк. ун-та*. 1983. № 248. С. 85—86. 4. Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах М., 1960. 180 с. 5. *Microwave measurements of the complex dielectric permittivity of biological liquids* Bianco B. and all // *In: Symp. Electromagn. Waves*. 1980. P. 122 A/1—122 A/3.

SUMMARY

The experimental equipment is described for the biological substance dielectric permittivity and loss tangent measurements in the ultrahigh frequency range. It contains the cylindrical H_{01n} cavity, circulator connected with the microwave oscillator, detector and cavity; having two automatical frequency controls of the oscillator, using the cavity resonance frequency and resonance curve inflection point frequencies.

Поступила в редколлегию 30.01.87

СОДЕРЖАНИЕ

Донченко И. Н., Покормяхо Н. Г., Свич В. А. К вопросу оптимизации параметров импульсного D_2O -лазера с оптической накачкой	3
Калмыково Л. И., Мезерная Е. П., Прохоров Э. Д. Увеличение эффективности генерации низкочастотными диодами Ганна в режиме с заряженными слоями	5
Аркуша Ю. В., Дроздченко А. А., Кашурина А. М. Влияние градиента концентрации на эффективность генерации коротких диодов Ганна	7
Белецкий Н. И., Золотарев Е. С. Экспериментальные исследования сложения мощностей генераторов на диодах Ганна	10
Громов Г. А. Синхронизация генератора с распределенным взаимодействием при малой амплитуде внешнего воздействия	12
Вавриш Д. М., Шаранов С. А. Расчет динамических характеристик резонансных усилителей с распределенным взаимодействием	15
Пивненко М. Н., Шматько А. А. Установление синхронных и квазипериодических колебаний в резонансных приборах О-типа с внешним сигналом	18
Григшин А. И., Дорохов В. Л., Концевая Л. Г., Лемшико В. С., Махота С. В., Новохатский И. П., Пивень Л. А., Сомов В. Г., Шемет А. С. Стационарный комплекс аппаратуры для исследования нижней ионосферы методом частичных отражений	21
Сергиенко И. А., Филенко И. А. Экспериментальные исследования влияния искусственных ионосферных неоднородностей на характеристики КВ радиосигналов	24
Концевая Л. Г., Пивень Л. А., Сомов В. Г. Установка для регистрации дрейфов ионосферной плазмы	27
Пахомова О. В., Черногор Л. Ф. Изучение методом вертикального зондирования реакции ионосферы на воздействие мощного радиоизлучения	29
Ефанов И. М. Расчет распределения тока в тонком импедансном вибраторе, параллельном границе раздела двух однородных сред	30
Батраков Д. О., Звягинцев А. А. Интегральные характеристики полей, рассеянных импедансными объектами	34
Головин А. Т. Рассеяние волноводной волны на резонансной диафрагме с двухслойной диэлектрической пластинкой	37
Горобец Н. Н., Елисеева Н. П. Поляризационные эффекты при дифракции электромагнитных волн на идеальной проводящей ленте	40
Водолаженко А. В., Казанский В. Б., Лемтарев В. В. Высокодобротные квазиоптические селективные системы	45
Свищев Ю. В. Поле вертикального электрического диполя в присутствии двух сферических сегментов	48
Бородаев В. А., Носич С. И., Прокопчук Ю. А. Фильтры на диэлектрических резонаторах в прямоугольных волноводах	53
Веремей Н. В. Возбуждение открытого резонатора с частотно-селективной дифракционной решеткой	56
Ющенко А. Г., Зайченко И. А., Согоконь С. И., Пятак Н. И. Влияние отжига лейкосапфирного резонатора на его термостабилизацию	61
Сиренко Ю. К., Яцик В. В. Явление междутиповой связи правильных собственных волн в открытых периодических волноводах	63
Чумаченко Н. А. Распространение наносекундных импульсов в H-образном волноводе	67
Вязьмитинов Н. А., Вязьмитинова С. С., Резуненко В. А. Расчет заряженной круговой петли в присутствии сферы с отверстием	68
Берник П. М., Сорокина В. М., Ткаченко В. М. Исследование разряда с многополостным полым катодом в инертных газах	73
Воробьев А. Я., Кузьмичев В. М. Размерный эффект теплового воздействия мощного излучения рубинового лазера на медь	75
Латынин Ю. М., Яременко Р. Г. Экспериментальное исследование фотопреобразователя оптического излучения	76
Краснолоб Н. П., Сатюкова И., Светличный В. М., Стариков А. И. Влияние жесткого рентгеновского излучения на свойства германия с собственной проводимостью	80

Полянский А. А., Сапелкин А. А., Чугунов В. В. К вопросу о применении ЛПД в усилителях СВЧ	83
Журавский А. А., Семисалов Л. П., Малько Н. И., Сытенко И. В., Михеева Н. Т., Шейко В. П., Тутов К. А. Разработка способа замера температур фотоэлектрическим методом в условиях ограниченнопрозрачных сред	86
Николов О. Т., Глибицкий Г. М., Гаташ С. В., Попов А. Н., Голубничая Г. В. Установка для измерения диэлектрической проницаемости биологических систем на СВЧ	89

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 318

Радиофизика и электроника

Редактор А. П. Гужва
Художественный редактор Т. П. Короленко
Технический редактор Л. Т. Ена
Корректор Е. В. Сергина

N 12780—ОИБ

Сдано в набор 22.03.88. Подписано в печать 22.07.88. БЦ 16440.
Формат 60×90/16. Бум. тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать
высокая. Печ. л. 6. Кр.-отг. 6,25. Уч.-изд. л. 7. Тираж 500 экз.
Изд. № 1681. Зак. 485. Цена 1 р. Заказное.

Издательство при Харьковском государственном университете
издательского объединения «Выща школа».
310003 Харьков, ул. Университетская, 16.

Харьковская городская типография № 16.
310003 Харьков, ул. Университетская, 16.

УДК 621.373.853

К вопросу оптимизации параметров импульсного D_2O -лазера с оптической накачкой/Доиченко И. Н., Покормяхо Н. Г., Свич В. А.//Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 3—5.

Исследовано влияние диаметра входного отверстия связи волноводного резонатора D_2O -лазера на выходную энергию субмиллиметрового излучения. Рассмотрен вопрос об эффективности применения пластин из кварца или тефлона в качестве герметизирующего окна субмиллиметровой ячейки.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.382.2

Увеличение эффективности генерации низкочастотными диодами Ганна в режиме с заряженными слоями/Калмыкова Л. И., Мезерная Е. П., Прохоров Э. Д.//Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 5—8.

Показано, что эффективность генерации низкочастотных диодов Ганна можно увеличить в $\sim 1,5$ раза в режиме с заряженными слоями.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.382.2

Влияние градиента концентрации на анодном $n^+ - n$ контакте на эффективность генерации коротких диодов Ганна/Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Кашурина А. М.//Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 7—10.

Теоретически исследованы особенности ухода в $n^+ - n$ анод-дипольных доменов и заряженных слоев в коротких диодах Ганна. Показано, что для диодов конкретной длины существует критическое значение градиента концентрации в анодном $n^+ - n$ переходе $\left(\frac{\partial N}{\partial x}\right) k p$.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Экспериментальные исследования сложения мощностей генераторов на диодах Ганна/Белецкий Н. И., Золотарев Е. С.//Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 10—12.

Разработана конструкция схемы суммирования, которая обеспечивает высокие уровни мощности с широкой полосой перестройки.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.385

Синхронизация генератора с распределенным взаимодействием при малой амплитуде внешнего воздействия/Громов Г. А.//Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 12—15.

Приведен расчет флуктуаций частоты резонансного генератора с длительным взаимодействием и оценка минимальной величины синхронизирующего сигнала. Даны результаты численного анализа.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

Расчет динамических характеристик резонансных усилителей с распределенным взаимодействием/Вавриив Д. М., Шарапов С. А.//Вести. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 15—18.

Получено выражение для коэффициента усиления резонансного усилителя с распределенным взаимодействием при подаче сигнала непосредственно в пространство взаимодействия пучка с полем резонатора. Найдено в аналитической форме выражение для предельной мощности усиливаемого сигнала. Проведено сравнение теоретических соотношений с известными результатами экспериментальных исследований.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.385.6

Установление синхронных и квазипериодических колебаний в резонансных приборах О-типа с внешним сигналом/Пивненко М. Н., Шматько А. А.//Вести. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 18—21.

Проведен анализ явления синхронизации колебаний применительно к генераторам оротронного типа. Численно получены нестационарные решения для мягкого и жесткого режимов возбуждения автоколебаний. Установлено, что переход к синхронным колебаниям осуществляется в зависимости от типа амплитудно-фазовой устойчивости состояния равновесия.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 550.388.2

Стационарный комплекс аппаратуры для исследования нижней ионосферы методом частичных отражений//Гритчин А. И., Дорохов В. Л., Концевая Л. Г., Лемишко В. С., Махота С. В., Сомов В. Г., Новохатский И. П., Пивень Л. А., Шемет А. С.//Вести. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 21—24.

Описана стационарная установка для исследования нижней ионосферы методом частичных отражений, созданная на кафедре космической радиофизики ХГУ.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 550.388

Экспериментальные исследования влияния искусственных ионосферных неоднородностей на характеристики КВ радиосигналов/Сергиенко И. А., Филченко И. А.//Вести. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 24—27.

Исследованы эффекты изменения амплитуд пробных радиоволн, распространяющихся через искусственно возмущенную ионосферу. Получены оценки дефокусировки зондирующих волн на искусственной ионосферной линзе.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 550.388.2

Установка для регистрации дрейфов ионосферной плазмы/Концевая Л. Г., Пивень Л. А., Сомов В. Г.//Вести. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. 1988. № 318. С. 27—29.

Представлена установка, позволяющая измерять динамические параметры нижней ионосферы. Установка собрана на базе стационарного комплекса в п. Гайдары с минимальной доработкой существующих технических средств.

Ил. 2. Библиогр. ссылка в подстроч. примеч.

Изучение методом вертикального зондирования реакции ионосферы на воздействие мощного радиоизлучения/Пахомова О. В., Черногор Л. Ф. Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 29—30.

Представлены результаты экспериментального исследования крупномасштабных (1000 км) возмущений в ионосфере, возникающих как реакция на воздействие мощного радиоизлучения удаленной установки.

Ил. 1. Библиогр. ссылка в подстроч. примеч.

УДК 621.396.67

Расчет распределения тока в тонком импедансном вибраторе, параллельно границе раздела двух однородных сред/Ефанов И. М. Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 30—34.

Методом последовательных приближений получено асимптотическое выражение для тока в тонком импедансном вибраторе, возбуждаемого заданным первичным полем.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 537.86

Интегральные характеристики полей, рассеянных импедансными объектами/Батраков Д. О., Звягинцев А. А. Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 34—37.

Рассматривается двумерная задача рассеяния плоских и цилиндрических электромагнитных волн бесконечными цилиндрическими экранами с импедансным покрытием. Представлены и обсуждены результаты численных расчетов для поверхностей с непрерывным и скачкообразным распределением импеданса.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.372.822

Рассеяние волноводной волны на резонансной диафрагме с двухслойной диэлектрической пластинкой/Головин А. Т. Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 37—40.

Решена векторная задача рассеяния волн в прямоугольном волноводе резонансной, ограниченной в двух измерениях диафрагме, в раскрытие которой расположена пластинка из двухслойного диэлектрика. Численные расчеты приведены применительно к исследованию возможности использования резонансных свойств диафрагм для определения диэлектрической проницаемости тонких пленок.

Ил. 2. Библиогр. ссылка в подстроч. примеч.

УДК 621.371.334

Поляризационные эффекты при дифракции электромагнитных волн на идеально проводящей ленте/Горобец Н. Н., Елисеева Н. П. Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 40—44.

Методом геометрической теории дифракции исследовано изменение поляризации электромагнитной волны при дифракции ее на идеально проводящей ленте. Показано, что деполяризация волны наблюдается в области полутени сильнее с уменьшением ширины ленты.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 535.421+621.396.67

Высокодобротные квазиоптические селективные системы/Водолаженко А. В., Казанский В. Б., Лементарев В. В.//Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 45—47.

Решена задача дифракции E -поляризованной плоской монохроматической волны на решетке из идеально проводящих металлических брусьев прямоугольного поперечного сечения с последовательно расположенными в волноведущих каналах диэлектрическими вставками. Рассмотрены численные вопросы сходимости результатов. Выявлены высокодобротные резонансы, исследованы режимы отражения и прохождения волн, проведены численный эксперимент и параметрическая оптимизация.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.385.6

Поле вертикального электрического диполя в присутствии двух сферических сегментов/Свищев Ю. В.//Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 48—53.

Получено строгое решение задачи дифракции поля вертикального электрического диполя на осесимметричной системе двух сферических сегментов. Приводятся некоторые численные результаты.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.372.852

Фильтры на диэлектрических резонаторах в прямоугольных волноводах/Бородаев В. А., Носич С. И., Прокопчук Ю. А.//Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 53—56.

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование фильтров на диэлектрических резонаторах в запердельных прямоугольных волноводах. Приведены параметры одного из фильтров, разработанных авторами.

Табл. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.317.37

Возбуждение открытого резонатора с частотно-селективной дифракционной решеткой/Веремей Н. В.//Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 56—61.

Исследуется задача о возбуждении плоской H -поляризованной волной открытого резонатора, образованного из цилиндрического зеркала и решетки из круговых цилиндров с продольными щелями. С применением ЭВМ проанализированы селективные свойства такого резонатора.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372.4:666.23

Влияние отжига лейкосапфирного резонатора на его термостабилизацию/Ющенко А. Г., Зайченко И. А., Согоконь С. И., Пятак Н. И.//Вестн. Харьк. ун-та. 1988. № 318. Радиофизика и электроника. С. 61—63.

Рассмотрена конструкция волноводно-диэлектрического резонатора с системой термостабилизации. Приведено выражение для определения оптимальной длины термоэлемента.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.