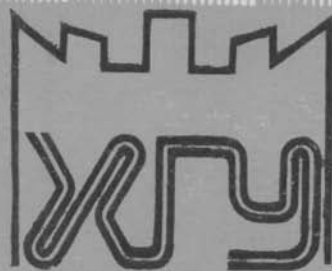


K-14038

МИНИСТЕРСТВО СССР
ПО ОБРАЗОВАНИЮ

ISSN 0453-8048

319031



**ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА**

336'89

**РАДИОФИЗИКА И
ЭЛЕКТРОНИКА**

«Выща школа»

85 к.

Вестн. Харьк. ун-та, 1989, № 336. Радиофизика и электроника. 1—81.

V.N. Karazin Kharkiv National University



00295022

4



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО
НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ



ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 336

РАДИОФИЗИКА И
ЭЛЕКТРОНИКА

Основан в 1971 г.

Харьков
Издательство при Харьковском
государственном университете
1989

В вестнике рассмотрены вопросы генерирования, распространения и рассеяния электромагнитных волн в неоднородных средах, волноведущих и периодических структурах, биофизические задачи, эффекты в полупроводниках, а также вопросы анализа радиотехнических и радиоэлектронных устройств. Приведены результаты исследований прикладных задач радиофизики, связанных с физикой плазмы и теорией дифракции.

Для научных работников и специалистов.

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

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

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 336

Радиофизика и электроника

Редакторы *О. И. Григорьян, Н. С. Калинина*

Художественный редактор *Т. П. Короленко*

Технический редактор *Л. Т. Ена*

Корректор *А. Г. Долгова*

ОИБ № 13754

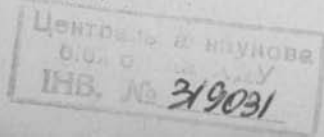
Сдано в набор 11.05.89. Подписано в печать 08.08.89. БЦ 18910. Формат 60×90/16. Бум. тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 5. Усл. кр.-отт. 5,25. Уч.-изд. л. 6. Тираж 500 экз. Изд. № 1783. Зак. 973. Цена 85 к. Заказное.

Издательство при Харьковском государственном университете
310003 Харьков, ул. Университетская, 16.

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

В 2302020000-067
М226(04)-89

Заказное © Харьковский государственный университет,
1989



А. В. ДЯДЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук, А. А. МИШНЕВ,
канд. физ.-мат. наук, Э. Д. ПРОХОРОВ, д-р физ.-мат. наук,
А. И. СТАРИКОВ, С. М. ЧЕРТОВ

ИСТОЧНИК СВЧ-МОЩНОСТИ МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Развитие современных средств связи требует создания бортовой аппаратуры с мощными (до нескольких кВт) источниками излучения в метровом и сантиметровом диапазонах длин волн. Использование с этой целью традиционных активных элементов (клистронов, магнетронов, ЛОВ и т. д.) неприемлемо из-за низких (до 28 В) напряжений питания, а также жестких требований, предъявляемых к бортовой аппаратуре в отношении габаритов, веса и экономичности.

Отечественной промышленностью выпускаются мощные биполярные и полевые транзисторы [1, 2], способные надежно и устойчиво работать в схемах автогенераторов и усилителей СВЧ-мощности на нагрузку с большими значениями КСВ. Применение твердотельных активных элементов позволяет создать малогабаритные экономичные источники СВЧ-мощности.

Мощные полевые транзисторы по сравнению с биполярными имеют более высокое входное сопротивление и менее ярко выраженную зависимость входного и выходного сопротивлений от температуры. Поэтому разработка и настройка электронных схем на полевых транзисторах значительно проще [2]. Однако выпускаемые полевые транзисторы с частотой до 4—5 ГГц имеют более низкие энергетические параметры по сравнению с биполярными [1, 2]. Поэтому для создания источников СВЧ-мощности метрового диапазона наиболее подходящими активными элементами являются мощные биполярные СВЧ-транзисторы.

Разработанный транзисторный источник СВЧ-мощности метрового диапазона построен по принципу деления, а затем сложения мощностей однотипных транзисторных усилителей (УМ) с помощью четырехканальных делителя (ДМ) и сумматора (СМ) (рисунки).

Задающий автогенератор (ЗГ) собран по схеме емкостной трехточки. Такая схема позволяет получить несколько лучшую стабильность частоты по сравнению со схемой индуктивной трехточки, поскольку здесь напряжение обратной связи снимается с емкости и фильтрация его выше [3]. Усилитель мощности (УМ) представляет собой одну из разновидностей резонансного усилителя с транзистором, включенным по схеме с общим эмиттером, так как данная схема включения наиболее устойчива в работе [2]. Четырехканальные бинарные делитель и сумматор мощности (ДМ и СМ) выполнены в виде отрезков коаксиальных линий [4]. Конструктивно источник СВЧ-мощности состоит из блока задающего генератора (БЗГ), блока умощнения (БУ) и блока питания

(используется стандартный стабилизированный источник питания типа СИП-35) (см. рисунок).

Для повышения надежности работы мощных транзисторов их рекомендуется использовать на частотах, близких к верхней рабочей частоте транзистора. Это и определяет выбор типа транзисторов, применяемых для построения схем источника СВЧ-мощности заданной мощности.

С помощью транзисторов типа КТ 931А можно установить на согласованной нагрузке 50 Ом в непрерывном режиме выходную мощность 0,3 кВт, а для транзисторов типа КТ 971А—0,6 кВт.

Если сигнал с каждого УМ БУ приведенной схемы подавать не на сумматор (СМ), а на аналогичный БУ, затем сигналы с четырех БУ вновь просуммировать, то в непрерывном режиме СВЧ-мощность составит 1,2 (КТ 931А) и 2,4 кВт (КТ 971А).

Список литературы: 1. Мощные полупроводниковые приборы. Транзисторы: Справочник/Б. А. Бородин, В. М. Ломакин, В. В. Мокряков и др. Под ред. А. В. Голомедова. М., 1985. 560 с. 2. Зайцев А. А., Савельев Ю. Н. Генераторные СВЧ-транзисторы. М., 1985. 48 с. 3. Проектирование радиопередающих устройств СВЧ/Г. М. Уткин, М. В. Благовещенский, В. П. Жуховицкая и др. М., 1979. 320 с. 4. Устройства сложения и распределения мощностей высокочастотных колебаний/В. В. Зенцев, В. М. Катушкина, С. Е. Лондон и др. М., 1980. 296 с.

SUMMARY

Поступила в редколлегию 11.01.88

The CW operating microwave transistor source of L-band is elaborated. The power output to 50 Ohm load is 0,3 kW.

УДК 621.382.2

Е. С. ЗОЛОТАРЕВ, Л. И. КАЛМЫКОВА,
Э. Д. ПРОХОРОВ, д-р физ.-мат. наук

ГЕНЕРАЦИЯ СВЧ-ШУМА ДИОДАМИ НА GaAs С УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

Ударная ионизация в доменах сильного поля диодов Ганна наблюдается в основном в длинных приборах (0,03—1 мм). При этом нарушается когерентность колебаний тока через диод, возможны S-образная характеристика, стимулированное излучение [1]. Покажем, что ударная ионизация в диодах Ганна сопровождается интенсивным СВЧ-шумом в широкой полосе частот.

Диоды изготавливали на основе монокристаллического GaAs n-типа. Длина активной n-области $l \sim 750$ мкм, площади контактов

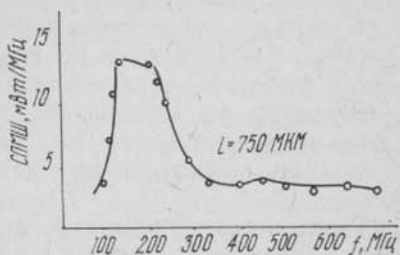
$1 \times 1 \text{ мм}^2$. Катод и анод выполнены в виде контактов металл-полупроводник. В качестве металла использовали сплав $(\text{AuGe})_{\text{ЗВТ}} + \text{Ni}$, нанесенный на Au-контактные пластины. Контакты образованы в результате плавления при $450\text{--}500^\circ\text{C}$ в атмосфере водорода. Концентрация электронов в n -области — $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Диоды запитывали импульсами длительностью $\sim 100\text{--}200 \text{ нс}$, пороговые напряжения $\sim 250\text{--}300 \text{ В}$, токи через диоды $10\text{--}15 \text{ А}$.

При достижении в диоде пороговой напряженности электрического поля у катода возникают домены сильного поля, в которых при $E_g > E_{\text{крит}}$ (E 200 кВ/см для GaAs) развивается ударная ионизация. Оценки [2] показывают, что ударная ионизация может начинаться при различных перенапряжениях на диодах $\Delta U_{\text{ш}} \cdot \Delta U_{\text{ш}}$ стремится к нулю, при высоких концентрациях n в активной области, при выполнении условия $nl > 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В нашем случае с диодом $l \sim 750 \text{ мкм}$ $nl \sim 0,75 \div 1,5 \cdot 10^{14}$ это условие хорошо выполняется. На осциллограммах токовых импульсов исследуемых диодов хорошо видна шумовая генерация при достижении порога. Источником шума в диодах являются дробовые флуктуации носителей тока, возникающих в результате ударной ионизации, и нерегулярная форма колебаний тока через диод. Для устойчивости в образовании доменов у катода, катодный контакт выполняется в виде контакта металл-полупроводник с работой выхода из металла больше, чем из полупроводника. В этом случае у катода всегда существует область с пониженной концентрацией носителей и высокой напряженностью электрического поля. Это способствует образованию доменов сильного поля в диодах.

Зависимость спектральной плотности мощности шума (СПМШ) от частоты шумового диода с ударной ионизацией и $l \sim 750 \text{ мкм}$ для исследуемых диодов показана на рисунке. Генерация шума наблюдается при частоте $50\text{--}900 \text{ МГц}$. Наибольшее значение СПМШ отмечено вблизи пролетной частоты $150\text{--}250 \text{ МГц}$, здесь СПМШ составляет $\sim 10 \text{ мВт/МГц}$.

Диоды с ударной ионизацией и интенсивным СВЧ-шумом могут быть выполнены и на эпитаксиальных пленках $n\text{--GaAs}$, выращенных на полуизолирующей подложке. Уменьшать длину диода для интенсивной генерации шума в более высокочастотном диапазоне разумно примерно до 30 мкм (концентрация в таких диодах довольно высока $3\text{--}5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Дальнейшее уменьшение l приводит к высоким значениям n и получение генерации шума проблематично.

Таким образом, с помощью предлагаемого принципа целесообразно получать СВЧ-шум при $0,1\text{--}3 \text{ ГГц}$.



Рассмотренный шумовой диод позволяет установить высокий уровень СПМШ в широкой полосе частот, что дает возможность отнести его к перспективным источникам СВЧ-шума метрового и дециметрового диапазонов длин волн.

Список литературы: 1. Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна. М., 1975. 288 с. 2. Прохоров Э. Д., Шалаев В. А., Белецкий Н. И. Оценки влияния ударной ионизации внутри электрического домена на устойчивость работы и ширину ВАХ диодов Ганна//Радиотехника и электроника. 1970. № 3. 578 с.

Поступила в редколлегию 15.01.88

SUMMARY

The transferred electron diodes with impact avalanche on the domains there is the generator of the microwave noise.

УДК 621.382.2

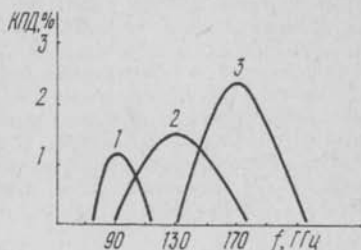
Ю. В. АРКУША, А. А. ДРОГАЧЕНКО, В. А. МЕЗЕРНЫЙ

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ ГАННА

Одной из проблем, возникающих при освоении коротковолновой части миллиметрового диапазона, является снижение эффективности генерации диодами Ганна при саморазогреве. Кроме того, температура диода Ганна может изменяться не только за счет выделения тепла в активной области диода, но и за счет влияния внешней среды. Характеристики материала, описывающие явления переноса в сильных электрических полях, такие, как зависимость $V(E)$, КПД и отдаваемая мощность, существенно зависят от температуры [1, 2]. Ранее [3] показано, что диод конкретной длины может работать в определенном частотном диапазоне. Влияние температуры на частотный диапазон работы диода конкретной длины не исследовано. Поэтому изучим влияние температуры выше и ниже комнатной на энергетические характеристики диодов Ганна.

Теоретически с помощью двухтемпературной модели [3] исследовали n^+-n-n^+ структуры с длиной активной области $l_a \approx 0,8$ мкм и концентрацией примеси $\sim 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Концентрация в n^+ -областях $8 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. У катода располагали слой пониженного легирования длиной $0,1 l_a$ с концентрацией на порядок меньше, чем в n -области. Исходные данные следующие: температура кристаллической решетки $T_0 = 300$ К, требуемая конфигурация профиля легирования $n_0(x)$, амплитудные значения напряжения на диоде, которое как и в [3], задавалось в виде $U(t) = \int_0^t E(x) dx = U_0 + U_1 \sin \omega t - U_2 \cos 2\omega t$. Кроме того, рассматривался вариант принудительного охлаждения ($T_0 = 200$ К) и работа диода в непрерывном режиме ($T_0 = 475$ К).

Анализ зависимости эффективности генерации при действии на образце гармонического напряжения ($U_2=0$) для диода с $l_a \approx 0,8$ мкм соответственно для температур 475, 300 и 200 К (рисунок), пролетная частота для такой активной длины диода лежит вблизи ~ 130 ГГц ($T_0=300$ К). Максимальный КПД (кривая 2) получен при работе диода в импульсном режиме ($T=300$ К) на частоте, равной $\sim 1,5$ % и близкой к пролетной (~ 130 ГГц), при этом частотный диапазон работы $\Delta f \sim 90$ ГГц (от ~ 90 до ~ 180 ГГц). При работе такой же длины в непрерывном режиме ($T_0=475$ К) максимум эффективности генерации отмечен при частотах ниже пролетной и составляет $\sim 1,2$ % на частоте ~ 90 ГГц (кривая 1), при этом частотный диапазон работы такого диода несколько уже, чем в случае $T_0=300$ К и также смещен в сторону низких частот и равен ~ 40 ГГц (от ~ 75 до ~ 115 ГГц). При работе диода с принудительным охлаждением ($T_0=200$ К) максимум КПД наблюдался при частоте выше пролетной и составляет $\sim 2,4$ % на частоте ~ 170 ГГц (кривая 3) и частотный диапазон работы Δf смещен в сторону более высоких частот и составляет ~ 85 ГГц (от ~ 132 ГГц до ~ 217 ГГц).



Смещение максимума эффективности генерации для температур выше (475 К) и ниже (200 К) комнатной объясняется следующим образом. Времена релаксации электронов [4] при переносе из верхних долин в нижнюю (τ_{np} , τ_{xp}), а именно они определяют частотные возможности диода, с увеличением температуры решетки уменьшаются, т. е. снижение этих времен должно привести к увеличению частотных возможностей при $T_0=475$ К по сравнению с $T_0=300$ К. И на первый взгляд максимум КПД должен сместиться в сторону более высоких частот при $T_0=475$ К и в сторону более низких частот при $T_0=200$ К. Однако смещение максимума эффективности генерации объясняется влиянием минимальной скорости электронов V_{min} на зависимости $V(E)$. С ростом температуры решетки минимальная скорость дрейфа электронов уменьшается. И поскольку электрическое поле по длине образца все время выше порогового, то скорость дипольного домена обусловлена именно минимальной скоростью дрейфа, а она для $T_0=200$ К выше, чем для $T_0=475$ К. Увеличение или уменьшение максимального значения КПД объясняется тем, что при $T_0=200$ К отношение V_{max}/V_{min} на зависимости $V(E)$ увеличивается, что влечет за собой рост КПД диода. При $T_0=475$ К отношение V_{max}/V_{min} уменьшается, что приводит к снижению эффективности генерации.

Таким образом, проведенные исследования показали, что по мере повышения температуры ($T_0=475$ К) частотный диапазон работы диода Δf смещается в сторону более низких частот и

уменьшается более чем в 2 раза. С повышением температуры ($T_0=200$ К) частотный диапазон смещается в сторону более высоких частот от пролетной. При этом частотный диапазон работы диода остается практически тот же, что и при комнатной температуре.

Список литературы: 1. Гарматик А. В. Влияние нагрева на энергетические характеристики диодов Ганна из GaAs и InP миллиметрового диапазона длин волн//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1983. № 6. С. 17—20. 2. Прохоров Э. Д., Арендарь В. Н. Влияние температуры на КПД диода Ганна//Радиотехника и электроника. 1973. 28, № 3. С. 661—663. 3. Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние формы напряжения на эффективность генерации в коротких диодах Ганна//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. 1986. С. 12—14. 4. Влияние температуры на эффективность генерации диодов Ганна в диапазоне частот/Э. Д. Прохоров, В. Н. Арендарь, Н. И. Белецкий, А. В. Дядченко//Радиотехника и электроника. 1976. 21, № 11. С. 2449—2450.

Поступила в редколлегию 09.01.87

SUMMARY

Theoretically inversions the influence of temperature to the energy characteristics of Gunn diodes with la 0,8 mkm. It was shown, that the maximum efficiency and frequency range of such diodes at the temperature 475 K displace in side of low frequency from transit frequency, at the temperature 200 K — in side of high frequency.

УДК 621.382

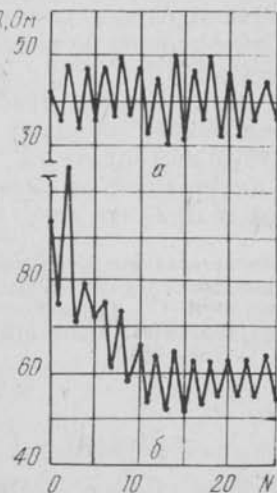
А. И. СТАРИКОВ, Н. П. РАЗОВСКИЙ,
В. М. СВЕТИЧНЫЙ, канд. физ.-мат. наук

ОСОБЕННОСТИ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ ДИОДОВ С ГОРЯЧИМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

Пробой диодов с горячими носителями заряда (ДГНЗ), в частности лавинный пробой, определяет верхнюю границу динамического диапазона этих приборов при их работе в качестве датчиков СВЧ-мощности. В связи с этим полезно знать мощность $P_{пр}$, при которой наблюдается пробой ДГНЗ. Однако фиксация $P_{пр}$ при работе на СВЧ сопряжена с некоторыми трудностями. Проведенные нами эксперименты показали, что эту величину можно вычислить по данным, полученным при пробое ДГНЗ импульсами постоянного тока по соотношению $P_{пр} = (U_{пр}^+ + U_{пр}^-)^2 / 4R$, где $U_{пр}^+$ и $U_{пр}^-$ — напряжения пробоя диода при подаче соответственно прямого и обратного напряжения, R — сопротивление диода. Вычисленные таким образом значения $P_{пр}$ отличаются от измеренных на СВЧ не более чем на 20...30 %. Величины $U_{пр}^+$ и $U_{пр}^-$ легко фиксируются с помощью простейшего характериографа.

При измерениях напряжения пробоя было обнаружено, что сопротивление диода после пробоя несколько изменяется, причем знак изменения сопротивления зависит от знака напряжения, которое подавалось на диод: при пробое импульсами положительной

полярности (ток протекает от контакта малой площади к кристаллу) сопротивление прибора, как правило, увеличивалось, при пробое импульсами отрицательной полярности — уменьшалось. На рисунке, поз. а показано изменение сопротивления одного из диодов при чередовании положительных и отрицательных пробойных импульсов, где по оси абсцисс цифры обозначают номер импульса: нечетные импульсы — отрицательной полярности, четные — положительной полярности. При подаче серии импульсов одной полярности сопротивление диода изменялось монотонно, т. е. либо увеличивалось (положительные импульсы), либо уменьшалось (отрицательные импульсы), однако изменение сопротивления от импульса к импульсу уменьшалось. Иногда на одном и том же диоде наблюдалось отклонение от описанных закономерностей, но в подавляющем числе случаев эти закономерности соблюдались. У некоторых диодов (см. рисунок, поз. б) характер изменения сопротивления был несколько иным: наряду с описанными выше осцилляциями сопротивление прибора уменьшалось.



Можно предположительно объяснить причину наблюдаемых явлений следующим образом. Диоды получали сплавлением тонкой заостренной золотой проволоочки диаметром 25 мкм с кристаллами германия p -типа ($\rho = 0,5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) при пропускании через прижимной контакт импульсов тока регулируемой амплитуды и длительности. Вполне вероятно, что при такой формовке проволочку к кристаллу приплавляли не по всей площади контакта и по части площади проволочка контактирует с полупроводниковым кристаллом через тонкий окисный слой, через который носители заряда могут проходить путем туннелирования. Поскольку при формовке в области контакта создается высокая температура, атомы золота проникают в окисный слой в виде отрицательных ионов [1]. Наличие ионов золота в окисном слое облегчает туннелирование носителей через этот слой. При подаче на диод импульсов положительной полярности ионы золота электрическим полем вытягиваются из окисного слоя в металл (зондовую проволочку), условия для туннелирования носителей через этот слой ухудшаются и сопротивление прибора несколько увеличивается. При подаче импульсов отрицательной полярности окисный слой, наоборот, обогащается ионами золота, которые попадают из зондовой проволочки в этот слой. Это улучшает условия для туннелирования носителей через окисный слой, и сопротивление прибора уменьшается. Как отмечается в [1], перемещения ионов золота в окисле полностью обратимы, поэтому сопротивление диода

дов при подаче серии знакопеременных импульсов осциллирует (см. рисунок, поз. а).

Последовательное уменьшение сопротивления (см. рисунок, поз. б) можно объяснить тем, что контакт этого прибора недоформован. При подаче импульсов большой амплитуды происходит «доприваривание» зондовой проволоки к кристаллу, т. е. увеличение площади контакта. Этот процесс вполне возможен, так как инерционность тепловых процессов в столь малых контактах составляет $10^{-7} \dots 10^{-5}$ с [2], а длительность использовавшихся в наших экспериментах пробойных импульсов — 1 мкс. Одновременно с увеличением площади контакта от импульса к импульсу и соответствующим плавным уменьшением сопротивления в этом случае имеет место и описанный выше процесс электродиффузии ионов золота, что ведет к осцилляциям сопротивления.

Список литературы: 1. Пряников В. С. Прогнозирование отказов полупроводниковых приборов. М., 1987. 112 с. 2. Плаксий В. Т., Светличный В. М., Персунько О. А. Об инерционности точечно-контактных СВЧ-детекторов на основе сплава BiSb//Изв. вузов МВ и ССО СССР. Сер. Радиоэлектроника. 1971. 14, № 5. С. 588—589.

Поступила в редколлегию 05.01.88

SUMMARY

It is found experimentally, that hot carriers diodes resistance is increased at positive impulse, but it is decreased at the negative impulse. It is suggested, that these changes are caused by electric diffusion to oxide film the Au, that partially remained between aurum wire zond and semiconductor cristal after formation of small square contact.

УДК 621.382.2

Е. С. ЗОЛОТАРЕВ, Т. В. ПАУК

КАТОДНЫЙ СТАТИЧЕСКИЙ ДОМЕН И УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В n^+-n-n ДИОДАХ

В диодах с катодным статическим доменом на основе GaAs напряженность полей ~ 200 кВ/см, при этом развивается ударная ионизация в них и генерация СВЧ-шума [1]. Это возможно при пониженной концентрации примесей вблизи катода и более низкой, чем в объеме, дрейфовой скорости электронов [1].

Исследуем катодный статический домен в n^+-n-n диоде с неизменной во всем объеме диода зависимости $V(E)$.

Все распределения концентрации электронов и напряженностей электрических полей рассчитаны с помощью двухтемпературной модели [2]. Профиль легирования, показанный на рисунке, моделирует область повышенного сопротивления у катода. При концентрации в прикатодной области на два порядка ниже, чем в объеме, распределение поля устойчиво при любых смещениях

и неустойчивость тока не возникает. Концентрация в n^+ -области составляла $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, в области — 10^{14} см^{-3} , в n -области — $0,5 \cdot 10^{16} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Длина $l_{n^+} = 2 \text{ мкм}$, $l_n = 5\text{—}10 \text{ мкм}$. Общая длина диода $l = 18 \text{ мкм}$. Расчеты проделаны для различных длин l_n — концентраций в n -области в широком диапазоне напряжений на диоде.

Основные результаты следующие:

Учет n^+ -области у катода приводит к образованию у $n^+ - n^-$ -перехода виртуального катода, что понижает максимальную напряженность электрического поля $n^- - n$ -перехода. Понижению поля способствует и одинаковая во всех областях диода дрейфовая скорость электронов.

Максимальная напряженность электрического поля n^- —

n -перехода E_{max} растет при увеличении l_n — области, концентрации в n -области и общего приложенного напряжения на диоде (при $10U_{\text{пор}}$ и $l_n = 6 \text{ мкм}$ $E_{\text{max}} = 100 \text{ кВ/см}$; при $10U_{\text{пор}}$ и $l_n = 9 \text{ мкм}$ $E_{\text{max}} = 150 \text{ кВ/см}$).

Вольтамперные характеристики нелинейны, токи насыщаются при высоких напряжениях на диодах; токи насыщения увеличиваются с уменьшением области l_n .

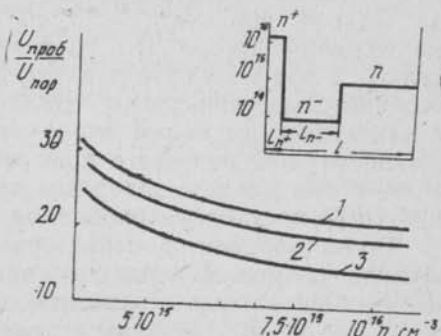
При достаточно больших напряжениях на диодах $\sim 15\text{—}20 U_{\text{пор}}$ E_{max} в катодном домене превышает 200 кВ/см . Таким образом, в катодном домене возможна ударная ионизация, генерация электронно-дырочных пар и генерация СВЧ-шума.

Оценены пробивные напряжения диодов из условия

$$\int_0^l \alpha(E) dx \rightarrow 0,1, \text{ где } \alpha(E) = A_{\text{сxp}} \left[-\frac{B}{E^2} \right] -$$

коэффициент ударной ионизации для GaAs, $A = 10^6 \text{ см}^{-1}$, $B = 1,72 \cdot 10^6 \text{ В/см}^{-1}$, l — вся длина диода.

Анализ зависимости пробивного напряжения диода от концентрации n -области для длины l_n — области: 1 — 6, 2 — 7,5; 3 — 9 мкм показал следующее. С увеличением концентрации электронов в n -области при постоянной длине l_n — области пробивные напряжения уменьшаются, а при уменьшении длины l_n — области — возрастают. Для длин прикатодной области 9—6 мкм пробивные напряжения составляют $20\text{—}30 U_{\text{пор}}$. Расчетные результаты превосходят экспериментальные данные по пробивным напряжениям (в эксперименте $U_{\text{проб}} \sim 20\text{—}25 \text{ В}$, в расчетах $60\text{—}90 \text{ В}$). Это сви-



детельствует о том, что в эксперименте реализуется не $n^+-n^- - n$ диод. Действительно ранее [1], катодный контакт в эксперименте выполнен сплавлением сплава $(AuGe)_{авт} + Ni$ к полужонизирующему слою GaAs (в нашем случае n^-). В эксперименте реализована структура диода $m-n^- - n$. Металлический контакт к n^- -области может быть запиорным и антизапиорным. Если контакт антизапиорный ($\phi_m < \phi_n$) — работа выхода из металла и n^- -области), то он будет эквивалентен рассмотренному выше случаю $n^+-n^- - n$ диода. Такому контакту будут соответствовать высокие пробивные напряжения диода, что расходится с экспериментом. Следовательно, в эксперименте реализуется запиорный $m-n^-$ контакт. Его особенностью является то, что электрическое поле в нем совпадает с электрическим полем $n^- - n$ перехода. Благодаря этому напряженности электрического поля в статистическом домене у катода в $m-n^- - n$ диоде с запиорным $m-n^-$ контактом будут выше, чем в $n^+(m) - n^-$ диоде, а пробивные напряжения ниже.

Таким образом, в структурах $n^+-n^- - n$ при высоких напряжениях возможна ударная ионизация и генерация СВЧ-шума; экспериментальные результаты можно объяснить на основе анализа $m-n^- - n$ структуры с запиорным $m-n^-$ контактом.

Список литературы: 1. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н., Золотарев Е. С. Генерация СВЧ-шума диодом Ганна с катодным статическим доменом // Радиотехника и электроника. 1976. 21, № 8. С. 1732—1739. 2. Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние формы напряжения на энергетические характеристики коротких диодов Ганна // Радиотехника и электроника. 1987, 32, № 9. С. 1947—1954.

Поступила в редакцию 8.01.88

SUMMARY

The conditions of cathode static domain breakdown and microwave sound generation in $n^+-n^- - n$ diodes were investigated by two-temperature model base.

УДК 621.382.2

Ю. В. АРКУША, Т. Н. БЕЛОКОНЬ, А. А. ДРОГАЧЕНКО

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ИЗМЕРЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ $V(E)$ СВЧ-МЕТОДОМ

Ранее [1, 2] теоретически исследовалось влияние инерционности междолинного перераспределения электронов на измерение зависимости $V(E)$ СВЧ-методом для совершенного и примесного кристаллов. В последнем случае считалось, что распределение ионизированных примесей по длине активной области диода однородно. В реальных кристаллах всегда присутствуют флуктуации легирования. Поэтому важно знать, насколько СВЧ-методика чувствительна к различным неоднородностям кристалла.

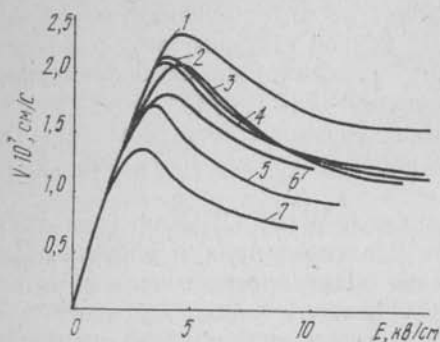
Для исследования влияния неоднородностей на измерение зависимости $V(E)$ СВЧ-методом использовалось кинетическое уравне-

ние Больцмана [3]. Рассматривались диоды с длиной активной области 25 мкм с однородным легированием ($n_0 = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и с линейно меняющейся концентрацией по длине активной области $n_{\min} \div n_{\max} = (1 \div 2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $n_{\min} \div n_{\max} = (1 \div 3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Выбор концентрации, с одной стороны, связан с соотношением $n_0 l = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, т. е. когда в образце не могут возникнуть домены сильного поля даже при $E > E_n$. С другой стороны, выбор концентрации примесей менее $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ не влияет на изменения зависимости $V(E)$, поэтому все изменения $V(E)$ будут обусловлены наличием градиента концентрации. Исследования проведены на частотах 25 и 50 ГГц при смещающей напряженности электрического поля $E_0 = 200 \text{ В/см}$.

Важным условием при исследовании $V(E)$ СВЧ-методом является получение однородного электрического поля в образце. Для однородных образцов распределение электрического поля по длине диода практически однородно. Для диодов с неоднородным распределением концентрации по длине активной области распределение электрического поля неоднородно. При значениях электрического поля менее 4 кВ/см инерционные эффекты не сказываются, что обусловлено слабым заполнением верхних долин зоны проводимости. Зависимость плотности тока, протекающего через диод, от времени безынерционно повторяет приложенное к диоду напряжение. При увеличении амплитуды переменной составляющей электрического поля E_1 до 8—10 кВ/см распределение электрического поля для диодов с $n_0 = (1 \div 2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ близко к линейному и изменяется по длине образца на $\sim 5\text{—}7\%$, для диода с $n_0 = (1 \div 3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ — изменяется по длине активной области на $\sim 7\text{—}10\%$. При $E_1 = 8 \text{ кВ/см}$ начинают сказываться инерционные эффекты междолинного перераспределения электронов. В этом случае зависимость плотности тока от времени уже не повторяет приложенное к диоду напряжение.

Проанализируем статические зависимости $V(E)$, определенные СВЧ-методом (рисунок). Кривая 3 (без учета пространственных неоднородностей), «измеренная» СВЧ-методом на частоте 10 ГГц приведена для сравнения с кривыми $V(E)$, в которых учитывались пространственные неоднородности. Зависимости $V(E)$ для диода с однородным распределением концентрации по образцу на частотах 25 ГГц (кривая 2) и 50 ГГц (кривая 1) близки к соответствующим зависимостям $V(E)$, в которых не учитывались пространственные неоднородности. С ростом градиента концентрации ($n_0 = (1\text{—}2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ — кривые 4, 5 и $n_0 = (1\text{—}3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ — кривые 6, 7) максимальная и минимальная скорости дрейфа уменьшаются, пороговые значения электрического поля также уменьшаются. При этом с увеличением частоты измерений до 50 ГГц (кривые 4, 6) пороговые значения электрического поля, максимальной V_{\max} и минимальной V_{\min} дрейфовой скорости электронов увеличиваются, а отношение V_{\max}/V_{\min} , ОДП на зависимости $V(E)$ уменьшается.

Измеренная зависимость $V(E)$ СВЧ-методом на частоте 25 ГГц для однородного распределения концентрации близка к зависимости $V(E)$ на частоте 50 ГГц и с неоднородным распределением концентрации по образцу. Поэтому важным представляется вопрос о границах применимости СВЧ-метода, поскольку од-



нородные и неоднородные образцы могут иметь на разных частотах близкие друг к другу зависимости $V(E)$. Проведенные исследования показали, что как с учетом, так и без учета пространственных неоднородностей СВЧ-методика справедлива в диапазоне частот 10—25 ГГц. Кроме того, проведение исследований зависимости $V(E)$ СВЧ-методом в указанном диапазоне частот по-

зволяет говорить о степени неоднородности образца по характерным точкам кривой $V(E)$ для исследованных градиентов концентрации.

Список литературы: 1. Аркуша Ю. В., Прохоров Э. Д. Влияние инерционности междолинного перераспределения электронов в GaAs на измерение зависимостей $V(E)$ СВЧ-методом // Радиотехника и электроника. 1978. 23, № 4. С. 878—879. 2. Аркуша Ю. В., Прохоров Э. Д. Влияние примесей на измерения $V(E)$ GaAs СВЧ-методом с учетом влияния инерционности перераспределения электронов // Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. 1978. № 163. С. 78—80. 3. Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние формы напряжения на энергетические характеристики коротких диодов Ганна // Радиотехника и электроника. 1987. 32, № 9. С. 1947—1954.

Поступила в редколлегию 18.01.88

SUMMARY

The influence of space ungomogeneous to measurement of $V(E)$ characteristic by microwave method was investigated theoretically. It is shown, that microwave method is suitable in 10—25 GHz range both for gomogeneous and ungomogeneous samples.

УДК 537.525

В. И. КИРИЧЕНКО, В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ТРУБЧАТОЙ РТУТНО-КВАРЦЕВОЙ ЛАМПЕ С КОМБИНИРОВАННЫМ КАТОДОМ

Ртутно-кварцевые лампы тлеющего разряда могут использоваться в качестве маломощных источников ультрафиолетового излучения для градуировки монохроматоров, люминесцентного анализа, флюорометрии и др. Преимуществом таких ламп является то, что в отличие от большинства распространенных типов ртутных

ламп они не имеют накаливаемого катода и не нагреваются до высоких температур, характерных для ламп дугового разряда.

Во всех газоразрядных источниках света, за исключением маломощных индикаторных ламп и ламп, предназначенных для спектрального анализа, используется излучение положительного столба дугового или тлеющего разрядов [1]. С целью повышения светоотдачи лампы диаметр колбы лампы, особенно в случае использования тлеющего разряда, должен быть небольшим, а давление газа в ней — достаточно высоким. В этих условиях напряжение зажигания разряда в лампах намного больше напряжения горения, что приводит к усложнению схем питания таких ламп.

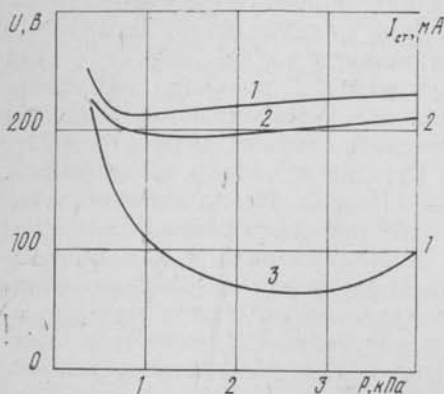
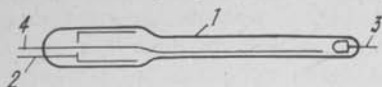
Задача снижения напряжения зажигания существует и для других газоразрядных приборов тлеющего разряда, например, стабилитронов. Но в стабилитронах она довольно легко решается путем приварки к катоду металлического стержня-зажигателя [2], уменьшающего расстояние между катодом и анодом до величины, соответствующей минимуму кривой Пашена. Использование этого приема в трубчатых источниках света тлеющего разряда является проблематичным, так как длина канала разряда в них намного превышает его поперечный размер. В этом случае возникает опасность шунтирования излучающего плазменного столба металлическим стержнем, в результате чего интенсивность излучения лампы может резко уменьшиться. Однако, как показал эксперимент, выполненный в данной работе, наличие стержня-зажигателя в трубчатой лампе, наполненной аргоном с примесью ртути, приводит к существенному снижению напряжения зажигания и не оказывает заметного влияния на излучение разряда. В связи с тем, что использованный нами стержень-зажигатель имеет площадь поверхности, сравнимую с площадью поверхности катода, он назван дополнительным катодом.

Исследования проведены в кварцевой разрядной трубке (рисунк). Внутренний диаметр излучающей части лампы 1 выбран равным 5,5 мм. В качестве основного катода 2 использован полый катод в виде цилиндрического стаканчика диаметром 12 мм из никеля, установленного открытым торцом в сторону анода 3. Анодом служил массивный вольфрамовый стержень, отстоящий от края основного катода на 90 мм. Дополнительный катод-стержень 4, изготовленный из молибденовой проволоки диаметром 0,5 мм, расположен в катодной области на оси полого катода, а в области положительного столба разряда (излучающей части лампы) — на внутренней поверхности кварцевой трубки. Расстояние от конца стержня до анода составляет 3 мм. С целью измерения распределения тока между дополнительным катодом и основным, стержень имел изолированный вывод и соединялся с основным катодом через миллиамперметр.

Разрядная трубка откачивалась на вакуумном посту с безмасляной откачкой, затем в нее вводилась капля ртути и аргон, давление которого измерялось вакууметром ВДГ-1. Парциальное давление паров ртути при различных давлениях аргона было при-

мерно постоянным, так как температура наиболее холодной части лампы оставалась практически неизменной.

Схема питания разрядной трубки содержала балластный резистор сопротивления 47 кОм, что позволяло фиксировать небольшие значения разрядного тока и детально проследить за развитием разряда в лампе. Разряд



в лампе возникает при напряжении 150—160 В и локализуется вначале в промежутке между анодом и стержнем. На некотором участке поверхности стержня, примыкающем к аноду, наблюдается четко очерченная область отрицательного (тлеющего) свечения, а положительный столб разряда отсутствует. По мере увеличения тока длина участка стержня, покрытого тлеющим свечением, и напряжение на электродах возрастают и, когда свечение приблизится к основному катоду на расстояние 0,5—1 см, скачкообразно про-

исходит возбуждение разряда в полости основного катода. При этом напряжение на электродах скачком уменьшается, тлеющее свечение у стержня исчезает, а вдоль всей трубки возникает типичный для тлеющего разряда положительный столб.

На рисунке приведены зависимости от давления аргона напряжений зажигания (кривая 1) и горения (кривая 2), тока на стержень (кривая 3) при фиксированном значении общего разрядного тока, равного 10 мА. В качестве напряжения зажигания разряда взяты напряжения, при которых происходит скачкообразный переход с дополнительного катода на основной. При этом напряжение зажигания превышает напряжение горения разряда не более, чем на 10—20 В, и слабо зависит от давления газа. Вид зависимости тока дополнительного катода от давления газа качественно совпадает с ходом аналогичной зависимости для стержня коаксиального полого катода [3]. При увеличении давления от 0,4 до 3 кПа наблюдается уменьшение тока стержня от 2,2 до 0,7 мА. Такой характер изменения тока свидетельствует о том, что активное участие в процессах поддержания разряда принимает только участок стержня, расположенный в пределах катодной полости.

Экспериментальная лампа с комбинированным катодом сравнивалась с лампой тех же размеров, но без дополнительного катода. В диапазоне разрядных токов 5—20 мА интенсивность УФ излучения обеих ламп в пределах погрешности измерений одинакова. Напряжение зажигания обычной лампы в диапазоне 0,4—4 кПа лежит в пределах 900—1200 В, в то время как в лампе с допол-

нительным катодом (см. рисунок) оно не превышает 250 В. Кроме того, величина статистического разброса напряжения зажигания в лампе с комбинированным катодом значительно меньше, чем в обычной.

Список литературы: 1. Рохлин Г. Н. Газоразрядные источники света. М.; Л. 1966. 560 с. 2. Каганов И. Л. Ионные приборы. М., 1972. 528 с. 3. Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. Исследование разряда с коаксиальным полым катодом // Тез. 6. Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983. 2, С. 66—68.

Поступила в редколлегию 14.02.86

SUMMARY

Characteristics of the quart tube lamp with a cold cylindrical hollow cathode and an additional cathode have been investigated. It has been found out, that the presence of the additional cathode results in lowering ignition voltage of glow discharge in the pressure range 0,4—4 kPa from 900—1200 V to 210—250 V.

УДК 621.382.22

И. И. БАРКОВА, Т. В. ЗОЛОТАРЕВА, О. А. МЕЩЕРЯКОВА,
В. М. СВЕТЛИЧНЫЙ, канд. физ.-мат. наук

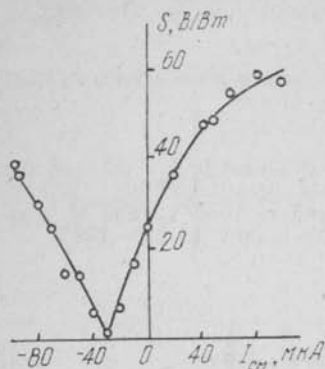
ДЕТЕКТОРНЫЕ СВОЙСТВА АНТИЗАПОРНЫХ КОНТАКТОВ МЕТАЛЛ — InSb

Прижимные контакты металл — InSb способны детектировать электромагнитное излучение вплоть до субмиллиметрового диапазона [1]. Такие контакты представляют собой барьеры Шоттки с запирающим слоем, поэтому диодам с такими контактами присущи все достоинства и недостатки, свойственные диодам с барьером Шоттки [2].

Ранее [3] описаны попытки использовать для детектирования коротковолнового СВЧ-излучения антизапорные контакты металл — InSb, однако изложенные сведения имеют отрывочный характер. В связи с этим исследуем более систематически детекторные свойства диодов с такими контактами.

Образцы диодов изготавливали на основе InSb *n*-типа с концентрацией носителей заряда $n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (измерены при температуре жидкого азота). Кристаллы InSb монтировали в стандартных диодах 8-мм диапазоне. В качестве материалов для контактных проволочек использовали W, Ni, Cu, Ag, Au. Контактные проволочки затачивали электрическим способом, радиус острия при этом равен нескольким микронам. После соприкосновения контактной проволочки с поверхностью полупроводника возникал запирающий барьер Шоттки, и ВАХ структуры имела нелинейный характер, т. е. получался диод с барьером Шоттки невысокого качества. При пропускании импульсов тока через прижимной контакт контактную проволочку и InSb

в месте соприкосновения подплавляли, образуя антизапорный контакт. ВАХ таких контактов была линейна до напряжений 40—50 мВ и до токов 4—5 мА. Более высокие напряжения и большие токи при исследованиях ВАХ не использовали во избежание подплавления контактов. После описанной сварки сопротивление образцов — 5—10 Ом. При этом оно не зависило от материала контактной проволочки и определялось только радиусом контакта.



Типичный ход зависимости чувствительности образцов от тока смещения при температуре жидкого азота следующий (рисунок). При подаче прямого смещения (ток протекает от контактной проволочки к кристаллу) чувствительность вначале увеличивается, а затем остается почти неизменной. При подаче обратного смещения чувствительность вначале уменьшается и падает до нуля, а затем вновь увеличивается, однако выходной сигнал при этом меняет знак. Такой ход $S(I_{см})$ характерен для диодов с горячими

носителями, изготовленных на основе электронного полупроводника. Согласно представлениям, изложенным в [4], при работе диодов с горячими носителями заряда со смещением, их выходное напряжение представляет собой сумму термо ЭДС горячих носителей и напряжения болометрического эффекта, причем первое напряжение зависит только от мощности СВЧ, а второе — и от мощности и от протекающего тока. При прямом смещении эти напряжения складываются, при обратном — вычитаются, что и объясняет ход зависимости $S(I_{см})$. При больших токах смещения такие простые рассуждения неприменимы, так как имеет место сильный разогрев электронов. Этим объясняется насыщение чувствительности при больших токах смещения.

При комнатной температуре характер зависимости $S(I_{см})$ сохраняется, однако чувствительность снижается более чем на порядок. Это объясняется увеличением концентрации носителей заряда — если при температуре жидкого азота концентрация носителей равна концентрации примесей ($N_a \approx n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), то при комнатной температуре концентрация носителей определяется шириной запрещенной зоны и составляет около 10^{16} см^{-3} .

Таким образом, детекторные свойства антизапорных контактов металл — InSb определяются эффектами разогрева носителей заряда. Диоды с такими контактами способны детектировать электромагнитное излучение вплоть до длинноволновой части ИК диапазона. Они имеют высокую чувствительность — у отдельных образцов в наших экспериментах $S \approx 200 \text{ В/Вт}$. Если учесть, что сопротивление таких диодов невелико, то это означает малый уровень их собственных шумов и большую обнаружительную способность. Вместе с тем небольшое сопротивление таких диодов

затрудняет их согласование со стандартными линиями передачи. Кроме того, эти диоды чувствительны к электрическим перегрузкам и неустойчивы к механическим воздействиям. Однако использование нестандартных линий передачи и более совершенной технологии получения антизапорных контактов позволяет создать на основе таких контактов детекторы СВЧ-излучения, представляющие практический интерес.

Список литературы: 1. Любко С. Ф., Ефименко М. Н. Детектирующие свойства точечного контакта металл — InSb на волне 337 мкм при $T=300$ К//Письма в журн. электро-техн. физики. 1971. 13, вып. 5. С. 531—533. 2. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах: Методы и техника/Р. А. Вадитов, С. Ф. Дюбко, Б. И. Макаренко и др. М., 1984. 296 с. 3. Генкин В. Н., Пискарев В. И., Трифонов Б. А. О детекторе на основе InSb n -типа при температуре 77 К//Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1972. 15, № 9. С. 1417—1419. 4. Сатюков А. И., Светличный В. М., Плаксий В. Т. Влияние смещения на чувствительность германиевых индикаторов СВЧ-излучения с горячими носителями заряда//Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. 1973. 16, № 10. С. 35—40.

Поступила в редколлегию 15.01.87

SUMMARY

It is shown that small ohmic InSb—metal contacts capable to detect microwave radiation effectively: sensitivity about 200 V/W at 77 K is received. Detection properties of such contacts is the result of warming of electron gas.

УДК 517.511

Н. А. ХИЖНЯК, д-р физ.-мат. наук,
Е. А. ЯЦЕНКО, Н. М. ЯЦЕНКО

ФУНКЦИЯ ГРИНА УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ НЕОДНОРОДНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕД

Рассматривается анизотропное неограниченное пространство, характеризующее магнитной проницаемостью μ и диагональным тензором диэлектрической проницаемости

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}.$$

Предположим, что в такое пространство внесено материальное тело объемом V с проницаемостями $\hat{\mu}_T$ и $\hat{\epsilon}_T$. Тогда электромагнитное поле в любой точке пространства можно представить в виде

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{E} + ik_0 \mu \vec{H} &= -ik_0 \mu \left(\frac{\hat{\mu}_T^0}{\mu} - \hat{I} \right) \vec{H}; \\ \text{rot} \vec{H} - ik_0 \hat{\epsilon} \vec{E} &= ik_0 \hat{\epsilon} (\hat{\epsilon}^{-1} \hat{\epsilon}_T^0 - \hat{I}) \vec{E}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $k_0 = \omega/c$; \hat{I} — единичный тензор; \vec{E} , \vec{H} — векторы напряженностей электрического и магнитного полей, зависящие от времени как $e^{i\omega t}$, $\hat{\mu}_t^0$ и $\hat{\epsilon}_t^0$ равны μ и ϵ вне V и на границе области скачком изменяются до заданных значений $\hat{\mu}_t$ и $\hat{\epsilon}_t$ внутри V .

После несложных преобразований приходим к следующему неоднородному дифференциальному уравнению второго порядка для вектора \vec{E}

$$\begin{aligned} \text{grad div } \vec{E} - \Delta \vec{E} - k_0^2 \hat{\epsilon}_\mu \vec{E} = \\ = -ik_0 \mu_0 \left(\frac{\hat{\mu}_t}{\mu} - \hat{I} \right) \vec{H} + k_0^2 \hat{\mu} (\hat{\epsilon}^{-1} \hat{\epsilon}_t - \hat{I}) \vec{E}. \end{aligned} \quad (2)$$

Как и ранее* построим решение уравнения (2) с помощью функции Грина, сингулярная часть которой удовлетворяет уравнению типа (2) с δ -образной правой частью

$$\frac{\partial^2 G_{lm}}{\partial x_k \partial x_l} - \frac{\partial^2 G_{km}}{\partial x_s \partial x_s} - k_0^2 \hat{\mu} \hat{\epsilon}_{kl} G_{lm} = \delta_{km} \delta(\vec{r} - \vec{r}'),$$

где \vec{r} , \vec{r}' — координаты точек наблюдения и источника соответственно. Фурье-компоненты g_{lm} функции Грина подчиняются матричному уравнению

$$\|a_{kl}\| \cdot \|g_{lm}\| = \|\delta_{km}\|,$$

где

$$\|a_{kl}\| = \|-k_k k_l + k_s k_s \delta_{kl} - k_0^2 \epsilon_{kl}\|,$$

$k_i (i=1, 2, 3)$ — компоненты волнового вектора. Чтобы найти $\|g_{lm}\|$, достаточно построить матрицу, обратную к матрице $\|a_{kl}\|$.

После всех преобразований функция Грина принимает вид

$$\begin{aligned} \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \hat{G}^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') + \hat{G}^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}'); \\ \hat{G}^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3 k_0^4 \epsilon_1 \epsilon_3} (\text{grad div} + k_0^2 \epsilon_1 \epsilon_3 \hat{\epsilon}^{-1}) \times \\ \times \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ik(\vec{r}-\vec{r}')} d\vec{k}}{\frac{k_1^2 + k_2^2}{k_0^2 \epsilon_3} + \frac{k_3^2}{k_0^2 \epsilon_1} - 1}; \end{aligned} \quad (3)$$

* Хижняк Н. А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. К., 1986. 280 с.

$$(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_1}{(2\pi)^3 k_0^2 \varepsilon_1 \varepsilon_3} \hat{L} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\vec{k} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')} d\vec{k}}{(k^2 - k_0^2 \varepsilon_1) \left(\frac{k_1^2 + k_2^2}{k_0^2 \varepsilon_3} + \frac{k_3^2}{k_0^2 \varepsilon_1} - 1 \right)}, \quad (4)$$

$$\hat{L} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} & 0 \\ -\frac{\partial^2}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2}{\partial x^2} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Чтобы вычислить интеграл в выражении (4), нужно под знак интеграла внести производную $\frac{\partial}{\partial |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|}$. В связи с этим преобразуем \hat{L} .

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial y} \cdot \frac{\partial |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \cdot \frac{\partial |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|}{\partial x} & 0 \\ -\frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{\partial |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{\partial |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|}{\partial x} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{\partial}{\partial |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|} =$$

$$= (\text{rot } \vec{z}_0 [\text{grad } |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|]_z) \cdot \frac{\partial}{\partial |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|};$$

$$\vec{\rho} - \vec{\rho}' = i(x - x') + j(y - y').$$

Индекс z обозначает проекцию векторного произведения на ось OZ . После вычисления интегралов переходим к окончательному выражению для функции Грина

$$\hat{G}^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi k_0^2 \sqrt{\varepsilon_1}} (\text{grad div} + k_0^2 \varepsilon_1 \varepsilon_3 \hat{\varepsilon}^{-1}) \times$$

$$\times \frac{e^{-ik_0 \sqrt{\varepsilon_3 |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2 + \varepsilon_1 |z - z'|^2}}}{\sqrt{\varepsilon_3 |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2 + \varepsilon_1 |z - z'|^2}};$$

$$\hat{G}^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{i}{4\pi k_0 \sqrt{\varepsilon_1}} \text{rot } \vec{z}_0 [\text{grad } |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|]_z \times$$

$$\times \frac{e^{-ik_0 \sqrt{\varepsilon_1} |\vec{r} - \vec{r}'|} - e^{-ik_0 \sqrt{\varepsilon_3 |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2 + \varepsilon_1 |z - z'|^2}}}{|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|}. \quad (5)$$

С помощью функции Грина решение уравнения (2) представим в виде

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + k_0^2 \mu \int_V \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') \hat{\varepsilon} (\hat{\varepsilon}^{-1} \hat{\varepsilon}_T - \hat{I}) \vec{E}(\vec{r}') d\vec{r}' - \\ - ik_0 \mu \operatorname{rot} \int_V \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') \left(\frac{\mu_T}{\mu} - \hat{I} \right) \vec{H}(\vec{r}') d\vec{r}',$$

где $\vec{E}_0(\vec{r})$ — поле, которое существовало бы в точке \vec{r} при отсутствии рассеивающего тела. В результате имеем

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + \frac{\mu}{4\pi V \varepsilon_1} (\operatorname{grad} \operatorname{div} + k_0^2 \varepsilon_1 \varepsilon_3 \hat{\varepsilon}^{-1}) \times \\ \times \int_V \hat{\varepsilon} (\hat{\varepsilon}^{-1} \hat{\varepsilon}_T - \hat{I}) \vec{E}(\vec{r}') \frac{e^{-ik_0 V_{\varepsilon_3 |\vec{r}-\vec{r}'|^2 + \varepsilon_1 |z-z'|^2}}}{V_{\varepsilon_3 |\vec{r}-\vec{r}'|^2 + \varepsilon_1 |z-z'|^2}} d\vec{r}' - \\ - \frac{ik_0 \mu V_{\varepsilon_1 \varepsilon_3 \hat{\varepsilon}^{-1}}}{4\pi} \operatorname{rot} \int_V \left(\frac{\mu_T}{\mu} - \hat{I} \right) \vec{H}(\vec{r}') \frac{e^{-ik_0 V_{\varepsilon_3 |\vec{r}-\vec{r}'|^2 + \varepsilon_1 |z-z'|^2}}}{V_{\varepsilon_3 |\vec{r}-\vec{r}'|^2 + \varepsilon_1 |z-z'|^2}} d\vec{r}' + \\ + \frac{ik_0 \mu}{4\pi V \varepsilon_1} \operatorname{rot} \int_V \hat{r}_0 [\hat{\varepsilon} (\hat{\varepsilon}^{-1} \hat{\varepsilon}_T - \hat{I}) \vec{E}(\vec{r}'), \operatorname{grad} |\vec{r}-\vec{r}'|]_z \times \\ \times \frac{e^{-ik_0 V_{\varepsilon_1} |\vec{r}-\vec{r}'|} - e^{-ik_0 V_{\varepsilon_3 |\vec{r}-\vec{r}'|^2 + \varepsilon_1 |z-z'|^2}}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{r}' + \\ + \frac{\mu}{4\pi V \varepsilon_1} \left(\frac{\partial}{\partial z} \operatorname{grad} - \hat{z}_0 \Delta \right) \int_V \left[\left(\frac{\mu_T}{\mu} - \hat{I} \right) \vec{H}(\vec{r}'), \operatorname{grad} |\vec{r}-\vec{r}'| \right]_z \times \\ \times \frac{e^{-ik_0 V_{\varepsilon_1} |\vec{r}-\vec{r}'|} - e^{-ik_0 V_{\varepsilon_3 |\vec{r}-\vec{r}'|^2 + \varepsilon_1 |z-z'|^2}}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{r}'. \quad (6)$$

Применив операцию ротора к (6) и учитывая (1) для магнитного поля получим

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_0(\vec{r}) + \frac{ik_0 V_{\varepsilon_1 \varepsilon_3 \hat{\varepsilon}^{-1}}}{4\pi} \operatorname{rot} \int_V \hat{\varepsilon} (\hat{\varepsilon}^{-1} \hat{\varepsilon}_T - \hat{I}) \vec{E}(\vec{r}') \times \\ \times \frac{e^{-ik_0 V_{\varepsilon_3 |\vec{r}-\vec{r}'|^2 + \varepsilon_1 |z-z'|^2}}}{V_{\varepsilon_3 |\vec{r}-\vec{r}'|^2 + \varepsilon_1 |z-z'|^2}} d\vec{r}' + \frac{V_{\varepsilon_1 \varepsilon_3 \hat{\varepsilon}^{-1}}}{4\pi} (\operatorname{grad} \operatorname{div} - \Delta) \int_V \left(\frac{\mu_T}{\mu} - \hat{I} \right) \vec{H}(\vec{r}') \times$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{e^{-ik_0 V_{\varepsilon_3} |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2 + \varepsilon_1 |z - z'|^2} d\vec{r}'}{V_{\varepsilon_3} |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2 + \varepsilon_1 |z - z'|^2} - \frac{1}{4\pi V_{\varepsilon_1}} \left(\frac{\partial}{\partial z} \text{grad} - \vec{z}_0 \Delta \right) \times \\ & \quad \times \int_V \left[\hat{\varepsilon} (\hat{\varepsilon}^{-1} \hat{\varepsilon}_T - \hat{I}) \vec{E}(\vec{r}'), \text{grad} |\vec{\rho} - \vec{\rho}'| \right]_z \times \\ & \quad \times \frac{e^{-ik_0 V_{\varepsilon_1} |\vec{r} - \vec{r}'|} - e^{-ik_0 V_{\varepsilon_3} |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2 + \varepsilon_1 |z - z'|^2} d\vec{r}'}{|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|} - \\ & \quad - \frac{i}{4\pi V_{\varepsilon_1}} \text{rot} \int_V \left[\vec{z}_0 \Delta \left(\left[\left(\frac{\mu_T}{\mu} - \hat{I} \right) \vec{H}(\vec{r}'), \text{grad} |\vec{\rho} - \vec{\rho}'| \right]_z \right) \times \right. \\ & \quad \times \left. \frac{e^{-ik_0 V_{\varepsilon_1} |\vec{r} - \vec{r}'|} - e^{-ik_0 V_{\varepsilon_3} |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2 + \varepsilon_1 |z - z'|^2} d\vec{r}'}{|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|} \right]. \end{aligned}$$

Соотношение (5) показывает, что основное слагаемое функции Грина представляет собой эллиптическую необыкновенную волну. Обыкновенная волна совместно с необыкновенной формирует слагаемое функции Грина, нормальное к оси монокристалла.

Поступила в редколлегию 12.01.88

SUMMARY

Analytic expression of Green's function of Maxwell equation for anisotropic monoaxial media has been found. The integral equations for electromagnetic field in presence of scattering bodies have been obtained.

УДК 537.874

О. А. ТРЕТЬЯКОВ, д-р физ.-мат. наук, С. Н. ШУЛЬГА

АНАЛОГИЯ В РЕШЕНИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАТОРОВ И ВОЛНОВОДОВ

Рассмотрим задачу о возбуждении нестационарного поля в закрытом резонаторе

$$[\Delta - c^{-2}(\vec{R}) \partial_t^2] u(\vec{R}, t) = -f(\vec{R}, t), 0 < t < +\infty, \vec{R} \in V \quad (1)$$

с нулевыми начальными данными и граничным условием Дирихле на ∂V . Здесь Δ — оператор Лапласа, $\Delta = \partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2$, V — ограни-

ченная область трехмерного пространства x, y, z ; ∂V — ее граница, полагаемая абсолютно мягкой; $c(\vec{R}) > 0$ — коэффициент, определяющий свойства неоднородной среды в объеме резонатора; $\vec{f}(\vec{R}, t)$ — сторонние источники, $\vec{R} = (x, y, z)$. Ее решение дается известным разложением [1]

$$u(\vec{R}, t) = \sum_{m=1}^{+\infty} a_m(t) u_m(\vec{R}) \quad (2)$$

по собственным функциям $U_m(\vec{R})$ координатного оператора $c^2(\vec{R})\Delta$:

$$[\Delta + c^{-2}(\vec{R})\omega_m^2] u_m(\vec{R}) = 0, \vec{R} \in V. \quad (3)$$

$u_m(\vec{R}) = 0$ ($\vec{R} \in \partial V$), где спектральный параметр $\omega_m > 0$ имеет смысл круговой частоты, $m = 1, 2, \dots$. Эти функции подчиняются соотношению ортогональности $\int_V d\vec{R} u_m(\vec{R}) u_n(\vec{R}) / c^2(\vec{R}) = L_m \delta_{mn}$, где L_m — нормированный коэффициент, δ_{mn} — символ Кронекера. Коэффициенты $a_m(t)$ находятся как решение уравнения

$$\partial_t^2 a_m(t) + \omega_m^2 a_m(t) = q_m(t), \quad 0 < t < +\infty \quad (4)$$

с нулевыми начальными условиями и правой частью $q_m(t) = \int_V d\vec{R} u_m(\vec{R}) f(\vec{R}, t) / L_m$.

Ранее [2] сформулирована идея о разложении волнового поля по векторным собственным функциям координатного оператора при условии, если поле существует в ограниченной области V произвольной формы. В данной работе эта идея проиллюстрирована для случая, когда упомянутая область представляет собой внутренность полого цилиндрического волновода.

Условимся, что ось волновода направлена вдоль z , S — его поперечное сечение в плоскости $z=0$, ∂S — контур, ограничивающий S . Величину $c(\vec{R})$ считаем не зависящей от \vec{R} : $c(\vec{R}) = c$ ($c = \text{const}$). Введем в рассмотрение собственные функции следующей задачи:

$$(\Delta + \omega^2/c^2) u_\omega(\vec{R}) = 0, \vec{R} \in V; \quad (5)$$

$$u_\omega(\vec{R}) = 0 \text{ на конечных участках } \partial V; \quad (6)$$

$$|u_\omega(\vec{R})| < \infty \quad (z \rightarrow \pm \infty). \quad (7)$$

По сравнению с (3) она содержит дополнительно условие ограниченности собственной функции в бесконечности [3]. Пусть $\varphi_m(r)$ — m -я мембранная функция в сечении волновода ($m=1, 2, \dots$), определенная как решение задачи

$$(\Delta_\perp + \kappa_m^2) \varphi_m(r) = 0, \vec{r} \in S, \varphi_m(r) = 0 \quad (r \in \partial S). \quad (8)$$

Здесь Δ_{\perp} — двумерный оператор Лапласа, $\Delta_{\perp} = \partial_x^2 + \partial_y^2$, $\kappa_m = m$ — собственное значение. Последние можно считать занумерованными в порядке возрастания. Напомним [1], что имеет место соотношение ортогональности $\int_S d\vec{r} \varphi_m(\vec{r}) \varphi_n(\vec{r}) = M_m \delta_{mn}$ (M_m — нормировочный коэффициент).

Функции

$$u_{m\omega}^{(+)}(\vec{r}, z) = \varphi_m(\vec{r}) \exp[ih_m(\omega)z];$$

$$u_{m\omega}^{(-)}(\vec{r}, z) = \varphi_m(\vec{r}) \exp[-ih_m(\omega)z], \quad (9)$$

где $h_m(\omega) = c^{-1} \sqrt{\omega^2 - \omega_{m\text{кр}}^2}$ и при любых ω подчиняются уравнению (5) и условию (6). Здесь $\omega_{m\text{кр}}$ критическая частота m -й моды волновода: $\omega_{m\text{кр}} > 0$, $\omega_{m\text{кр}}^2 = c^2 \kappa_m^2$; корень квадратный в определении $h_m(\omega)$ выбран так, чтобы число h_m лежало на положительной части вещественной оси или в верхней полуплоскости. Требование (7) будет выполнено, если $I_m h_m(\omega) = 0$. Отсюда следует, что при фиксированном m спектральные точки заполняют интервал $\omega > \omega_{m\text{кр}}$ (интервал $\omega < -\omega_{m\text{кр}}$ не дает новых собственных функций). Каждое собственное значение из интервала $\omega_{m\text{кр}} < \omega < \infty$ испытывает $2m$ -кратное вырождение, $m=1, 2, \dots$.

Определим скалярное произведение функций $u(\vec{R})$, $v(\vec{R})$ следующим образом:

$$\langle u(\vec{R}), v(\vec{R}) \rangle = \lim_{L \rightarrow +\infty} \int_S d\vec{r} \int_{-L}^L dz u(\vec{R}) v(\vec{R}) / c^2. \quad (10)$$

Нетрудно проверить выполнение соотношений ортогональности

$$\begin{aligned} \langle u_{m\omega}^{(+)}(\vec{R}), u_{n\omega'}^{(-)}(\vec{R}) \rangle &= c^{-2} \int_S d\vec{r} \varphi_m(\vec{r}) \varphi_n(\vec{r}) \int_{-\infty}^{+\infty} dz > \\ &> \exp[i(h_m(\omega) - h_n(\omega'))z] = \\ &= M_m \delta_{mn} c^{-2} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \exp[i(h_m(\omega) - h_m(\omega'))z] = \\ &= 2\pi M_m \delta_{mn} c^{-2} \delta(h_m(\omega) - h_m(\omega')) = N_m(\omega) \delta_{mn} \delta(\omega - \omega'); \\ N_m(\omega) &= 2\pi c^{-2} M_m / |\partial_{\omega} h_m(\omega)| = 2\pi h_m(\omega) M_m / \omega; \\ \langle u_{m\omega}^{(+)}(\vec{R}), u_{n\omega'}^{(+)}(\vec{R}) \rangle &= \langle u_{m\omega}^{(-)}(\vec{R}), u_{n\omega'}^{(-)}(\vec{R}) \rangle = \\ &= 2\pi M_m \delta_{mn} \delta(h_m(\omega) + h_m(\omega')) \equiv 0. \end{aligned} \quad (12)$$

В формулах (12) мы учли, что дельта-функция Дирака от аргумента $h_m(\omega) + h_m(\omega')$ равна нулю, так как в спектральных точках $h_m(\omega) + h_m(\omega') > 0$.

Возвратимся к уравнению (1), которое рассмотрим для нулевых начальных данных и условия Дирихле на боковой поверхности

ти волновода. Полагая, что система функций $\{u_{m\omega}^{(\pm)}(\vec{R})\}$ является полной, ищем решение в виде, свойственном для задачи о возбуждении резонатора:

$$u(\vec{R}, t) = \sum_{\nu=\pm} \sum_{m=1}^{+\infty} \int_{\omega_{\text{кр}}}^{+\infty} d\omega a_{m\omega}^{(\nu)}(t) u_{m\omega}^{(\nu)}(\vec{R}). \quad (1)$$

Тогда с учетом соотношений (11), (12) для коэффициентов $a_{m\omega}^{(\nu)}$ получаем стандартные уравнения

$$\partial_t^2 a_{m\omega}^{(\nu)}(t) + \omega^2 a_{m\omega}^{(\nu)}(t) = a_{m\omega}^{(\nu)}(t), \quad 0 < t < +\infty \quad (1)$$

с нулевыми начальными данными и правой частью

$$q_{m\omega}^{(\nu)}(t) = \int_S d\vec{r} \int_{-\infty}^{+\infty} dz u_{m\omega}^{(-\nu)}(\vec{R}) f(\vec{R}, t) / N_m(\omega). \quad (1)$$

Предполагаемая полнота собственных функций задачи (5) — (7) позволяет предложить следующее выражение для трехмерной дельта-функции Дирака:

$$\delta(\vec{R} - \vec{R}') = \sum_{\nu=\pm} \sum_{m=1}^{+\infty} \int_{\omega_{\text{кр}}}^{+\infty} d\omega u_{m\omega}^{(\nu)}(\vec{R}) u_{m\omega}^{(-\nu)}(\vec{R}') / N_m(\omega) c^2. \quad (1)$$

Проведенное здесь рассмотрение допускает тривиальный перенос на случай волновода с абсолютно жесткими или импедансными стенками, когда волновое поле должно удовлетворять граничному условию Неймана или Гильберта. Сечение волновода может быть многосвязным. Представляет интерес обобщение найденного разложения (13) на случай неоднородного или нестационарного заполнения волновода, а также для изогнутого волновода.

Список литературы: 1. Самарский А. А., Тихонов А. Н. Уравнения математической физики. М., 1966. 724 с. 2. Третьяков О. А. Метод модового базиса/Радиотехника и электроника. 1986. 31, № 6. С. 1071—1082. 3. Шевченко В. В. Плановые переходы в открытых волноводах. М., 1969. 191 с.

Поступила в редколлегию 25.01.

SUMMARY

Authors investigate three-dimensional coordinate operator arising in the excitation problem for non-stationary scalar wave field in the hollow cylindrical waveguide. Spectrum and eigenfunctions of this operator are obtained and generalized orthogonality relations are established. Solution of the non-stationary problem for the waveguide is represented in the form similar to that for closed resonators.

ВЕРОЯТНОСТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЙ МЕЖДУ ТОЧКАМИ НА СТРАННОМ АТТРАКТОРЕ

Разработанные методы расчета фрактальной размерности (ФР) странных аттракторов (СА) [1—4] в качестве объекта исследования используют набор точек, принадлежащих СА и распределенных по нему в соответствии с инвариантной функцией распределения (ИФР) [3], вид которой полностью определяет вычисляемые характеристики.

Пусть задана ограниченная область V n -мерного евклидова пространства, в которой расположено N точек ($N \gg 1$) в соответствии с функцией распределения $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$. Она определяет вероятность w_{V_0} нахождения точки в произвольном объеме $V_0 \in V$:

$$w_{V_0} = \int_{V_0} f(x_1, x_2, \dots, x_n) dV. \quad (1)$$

Покажем, что корреляционный интеграл $C(r)$, установленный в работе [2], пропорционален вероятности того, что расстояние между двумя произвольными точками меньше r . Эту вероятность будем обозначать $F(r)$. Учитывая, что по определению корреляционный интеграл равняется числу пар точек, расположенных на СА, расстояние между которыми меньше r , деленному на N^2 , а $F(r)$ при больших N также равняется этому же числу, но деленному на число сочетаний $C_N^2 = \frac{N(N-1)}{2}$, находим требуемое соотношение

$$C(r) = \frac{N(N-1)}{2N^2} F(r). \quad (2)$$

Выясним связь между $F(r)$ и $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$. Для этого выберем две различные точки, обозначаемые m, k , где $m, k \leq N$. Поскольку точки выбраны произвольно, то $F(r)$ есть вероятность следующего события:

$$F(r) = P\{(x_1^m - x_1^k)^2 + (x_2^m - x_2^k)^2 + \dots + (x_n^m - x_n^k)^2 < r^2\}, \quad (3)$$

где верхний индекс обозначает номер точки, а нижний — номер координаты. Обозначим через p_i следующую вероятность

$$p_i(x_0) = P\{x_0 < x_i < x_0 + dx_i\}. \quad (4)$$

Здесь i обозначает произвольный номер координаты. Очевидно, что

$$p_i(x_0) = \left[\int \dots \int dx_1 dx_2 \dots dx_{i-1} dx_{i+1} \dots dx_n f(x_1, x_2, \dots, x_n) \right]_{x_i = x_0}, \quad (5)$$

где интегрирование ведется по всем координатам, кроме i , выбранной в (4).

Попадание любой из точек в некоторый объем dV рассматриваемой области есть независимое от местонахождения других точек событие. Поэтому вероятность того, что расстояние по осям x_i между выбранными двумя точками m и k не превышает некоторого значения r_i , описывается распределением, которое возникает в классической задаче о случайном бросании двух точек на отрезок, длиной L (см., например, [5])

$$P\{|x_i^m - x_i^k| < r_i\} = \iint_D p_i(x_0') p_i(x_0'') dx' dx'' \quad (6)$$

Здесь $p_i(x_0)$ определяется выражением (4). Область интегрирования D ограничена прямыми $x' = x' - r_i$ и $x'' = x'' + r_i$, а также квадратом со стороной $L = x_{i_{\max}} - x_{i_{\min}}$, где $x_{i_{\max}}$ и $x_{i_{\min}}$ — максимальное и минимальное значения координаты. Учитывая, что (3) есть распределение вероятности суммы n независимых случайных величин (расстояние по каждой из координат), находим [6]

$$F(r) = \iint_{\sigma_n} \dots \iint \prod_{i=1}^n F_i'(r_i) dr_i, \quad (7)$$

где $F_i'(r_i)$ — производная от распределения (6), представляющая собой плотность распределения вероятности. Область интегрирования σ_n ограничена осями координат и гиперплоскостью $\sum_{i=1}^n r = r$.

Выражения (5)–(7) совместно определяют искомую связь между ИФР $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ и функцией распределения расстояния между точками $F(r)$.

Конкретизируем выражения (4)–(7) для одномерной ($n=1$) и двумерной ($n=2$) областей, которые представляют наибольший практический интерес.

Для отрезка длиной L , $x \in [0; L]$ из выражения (6) следует

$$F(r) = 1 - 2 \int_r^L p(x') dx' \int_0^{x'-r} p(x'') dx'' \quad (7a)$$

Для квадрата со стороной L , $x \in [0; L]$, $y \in [0; L]$ согласно (7) имеем

$$F(r) = 4 \int_0^r dz \int_0^{\sqrt{r^2 - z^2}} dy \int_0^{L-z} p_1(x) p_1(x+z) dx \int_0^{L-g} p_2(y) p_2(y+g) dy \quad (7b)$$

Выражение (7b) приведено для случая $r < L$, анализ которого позволяет полностью определить размерность пространства, в котором находятся точки, и тем самым вычислить ФР аттрактора, поскольку последняя определяется асимптотикой функции $F(r)$ при $r \rightarrow 0$.

Список литературы: 1. Farmer J. D., Ott E., Yorke J. A. The dimension of chaotic attractors//Physica. 1983. 7, N 1–3. P. 153–180. 2. Grassberger P., Procaccia I. Measuring the strangeness of strange attractors//Physica. 1983. 9, N 1–2. P. 189–208. 3. Eckmann J. P., Ruelle D. Ergodic theory of chaos and strange attractors//

SUMMARY

The dependence of the probability distribution function of distances between points on invariant probability measure is obtained. It may be used for creation of the new methods for calculation of the fractal dimension of strange attractors.

УДК 621.372.853

И. В. КОЦАРЕВСКАЯ

ПРОДОЛЬНЫЕ ВОЛНЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С НЕОДНОРОДНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ

Поля в цилиндрическом волноводе с неоднородным диэлектрическим заполнением имеют продольные составляющие электрического и магнитного векторов напряженностей [1]. Такие гибридные поля не только трудно классифицировать и анализировать, но и прогнозировать их трансформацию на волноводных объектах рассеяния. Представление полей в виде двух независимых продольных типов волн осуществлено в прямоугольных волноводах [2]. Рассмотрим цилиндрический волновод радиуса R_p с многослойным диэлектрическим заполнением.

Введем два поперечных векторных потенциала $\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$, $\vec{E} = -\text{rot } \vec{F}$:

$$\begin{Bmatrix} \vec{A}_j \\ \vec{F}_j \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} a_j \\ c_j \end{Bmatrix} J_n(\gamma_j r) + \begin{Bmatrix} b_j \\ d_j \end{Bmatrix} N_n(\gamma_j r) (1 - \delta_l^j) e^{i(h_0 z + n\varphi)}, \quad (1)$$

где j — номер цилиндрического слоя ($R_{j-1} \leq r < R_j$), $j=1, 2, \dots, p$, диэлектрической проницаемостью ϵ_j , δ_l^j — символ Кронекера, h_0 — постоянная распространения, $\gamma_j = \sqrt{k^2 \epsilon_j - h_0^2}$, $k = \omega/c$ — волновое число. Тогда поля можно представить в виде суперпозиции продольных LM ($H_r \equiv 0$) и LE ($E_r \equiv 0$)-волн:

$$\vec{H} = \vec{H}^{LM} + \vec{H}^{LE} = \text{rot } \vec{A} - i(\omega\epsilon)^{-1} \{\text{grad div } \vec{F} - \Delta \vec{F}\};$$

$$\vec{E} = \vec{E}^{LM} + \vec{E}^{LE} = i(\omega\epsilon)^{-1} \{\text{grad div } \vec{A} - \Delta \vec{A}\} - \text{rot } \vec{F}.$$

С целью обобщения решения на произвольное число кусочно-однородных областей, получим характеристическую матрицу цилиндрического слоя, воспользовавшись методикой [3], допускающей применение граничных условий отдельно для потенциалов \vec{A} и \vec{F} [4].

Выделим радиальную зависимость в азимутальных и продольных компонентах полей:

$$\begin{Bmatrix} H_{\varphi}^{LM} \\ E_{\varphi}^{LE} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} W(r) \\ \tilde{W}(r) \end{Bmatrix} \exp [i \left(\begin{Bmatrix} h_0^{LM} \\ h_0^{LE} \end{Bmatrix} z - \omega t + n\varphi \right)];$$

$$\begin{Bmatrix} E_z^{LM} \\ H_z^{LE} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} V(r) \\ \tilde{V}(r) \end{Bmatrix} \exp [i \left(\begin{Bmatrix} h_0^{LM} \\ h_0^{LE} \end{Bmatrix} z - \omega t + n\varphi \right)].$$

Тогда несложные, но громоздкие преобразования приводят к системе дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{d}{dr} \begin{Bmatrix} W(r) \\ \tilde{W}(r) \end{Bmatrix} + \frac{1}{r} \begin{Bmatrix} W(r) \\ \tilde{W}(r) \end{Bmatrix} = ik \begin{Bmatrix} -\varepsilon V(r) \\ \tilde{V}(r) \end{Bmatrix}; \quad (3)$$

$$\frac{d}{dr} \begin{Bmatrix} V(r) \\ \tilde{V}(r) \end{Bmatrix} = -\frac{i}{k} \left[\frac{n^2}{r^2} + \begin{Bmatrix} (h_0^{LM})^2 \\ (h_0^{LE})^2 \end{Bmatrix} - k^2 \varepsilon \right] \begin{Bmatrix} -\varepsilon W(r) \\ \tilde{W}(r) \end{Bmatrix},$$

решения которых для LM - и LE -волн имеют вид

$$\begin{Bmatrix} W_j(r) \\ \tilde{W}_j(r) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_j \\ B_j \end{Bmatrix} I_n(\gamma_j r) + \begin{Bmatrix} B_j \\ D_j \end{Bmatrix} N_n(\gamma_j r); \quad (4)$$

$$\begin{Bmatrix} V_j(r) \\ \tilde{V}_j(r) \end{Bmatrix} = \frac{i}{k} \left(\begin{Bmatrix} 1 \\ \varepsilon_j \end{Bmatrix} A_j \right) \tilde{I}_n(\gamma_j r) + \begin{Bmatrix} 1 \\ -D_j \end{Bmatrix} \tilde{N}_n(\gamma_j r); \quad (5)$$

$$\tilde{I}_n(z) = I_n(z) + z \cdot I'_n(z); \quad \tilde{N}_n(z) = N_n(z) + z \cdot N'_n(z).$$

Если в качестве значений этих функций на оси волновода брать $W(0) = W_0 = a_1$, $\tilde{W}(0) = \tilde{W}_0 = c_1$, $V(0) = V_0 = \tilde{V}(0) \equiv 0$, то вектор $\{W_j(r), V_j(r)\}$ в произвольном цилиндрическом слое будет связан с $\{W_0, V_0\}$ матричным уравнением

$$\begin{pmatrix} W_j(r) \\ V_j(r) \end{pmatrix} = \hat{M}_j(r) \begin{pmatrix} W_0 \\ V_0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где M_j — характеристическая матрица слоя j :

$$\hat{M}_j^{LM}(r) = \begin{bmatrix} I_n(\gamma_j r) & N_n(\gamma_j r) \\ \frac{i}{k\varepsilon_j} \tilde{I}_n(\gamma_j r) & \frac{i}{k\varepsilon_j} \tilde{N}_n(\gamma_j r) \end{bmatrix};$$

$$\hat{M}_j^{LE}(r) = \begin{bmatrix} I_n(\gamma_j r) & N_n(\gamma_j r) \\ -\frac{i}{k} \tilde{I}_n(\gamma_j r) & -\frac{i}{k} \tilde{N}_n(\gamma_j r) \end{bmatrix}.$$

Произведение указанных матриц, элементы которых относятся к соответствующему радиусу слоя $r = R_j$, позволяет установить

зависимость коэффициентов поля в p -м слое от их значений в центральной области

$$\begin{pmatrix} a_p(c_p) \\ b_p(d_p) \end{pmatrix} = \prod_{l=2}^p \left\{ \left[\hat{M}_{p+2-l}^{LM(LE)}(R_{p+1-l}) \right]^{-1} \times \hat{M}_{p+1-l}^{LM(LE)}(R_{p+1-l}) \right\} \begin{pmatrix} a_1(c_1) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

В качестве примера на рисунке приведены дисперсионные зависимости LM (— — —) и LE (— · —) волн в волноводе с диэлектрическими слоями ($R_1=0,8 R_4$, $\varepsilon_1=1$; $R_2=0,94 R_4$, $\varepsilon_2=20$; $R_3=0,97 R_4$, $\varepsilon_3=\varepsilon_4=1$). 1— $LM_{11} \times (LE_{11})$; 2— $LM_{12}(LE_{12})$; 3— $LM_{13} \times (LE_{13})$.

Сплошные линии относятся к волнам в полном волноводе. По сравнению с их противотипами в полой структуре, характеристики смещены в низкочастотный диапазон, а их градиент растет.

В частном случае двухслойного заполнения волновода ($\varepsilon_p, \varepsilon_j=1$, $j \neq p$) дисперсионные уравнения

для LM_{nm} -волн: $I_n(\gamma_1 R_1) - \varepsilon_2 \tilde{I}_n(\gamma_1 R_1) S_M = 0$; (7)

для LE_{nm} -волн: $\gamma_1 R_1 I'_n(\gamma_1 R_1) - I_n(\gamma_1 R_1) S_E = 0$, (8)

где
$$S_M = \frac{I_n(\gamma_2 R_1) \tilde{N}_n(\gamma_2 R_2) - \tilde{I}_n(\gamma_2 R_2) N_n(\gamma_2 R_1)}{\tilde{I}_n(\gamma_2 R_1) \tilde{N}_n(\gamma_2 R_2) - \tilde{I}_n(\gamma_2 R_2) \tilde{N}_n(\gamma_2 R_1)};$$

$$S_E = \frac{\tilde{I}_n(\gamma_2 R_1) N_n(\gamma_2 R_2) - \tilde{N}_n(\gamma_2 R_1) I_n(\gamma_2 R_2)}{I_n(\gamma_2 R_1) N_n(\gamma_2 R_2) - I_n(\gamma_2 R_2) N_n(\gamma_2 R_1)} - 1.$$

Уравнения (7), (8) существенно упрощаются, если $|k^2(\varepsilon_2 - 1) R_1^2| \gg 1$, что позволяет заменить S_M и S_E их асимптотиками:

$$S_M^{-1} \approx 1 + \frac{[n(n+1) + \gamma_2^2 R_1 R_2] \operatorname{tg} \gamma_2 \Delta}{(1-n) \operatorname{tg} \gamma_2 \Delta - 1}; \quad (9)$$

$$S_E^{-1} \approx \frac{\operatorname{tg} \gamma_2 \Delta}{n \operatorname{tg} \gamma_2 \Delta + 1}. \quad (10)$$

При произвольной толщине слоя $\Delta = R_2 - R_1$ уравнения решаются только численными методами, но когда Δ значительно меньше длины волны в диэлектрике ($k \sqrt{\varepsilon_2} (R_2 - R_1) \ll 1$), методом итераций, ограничиваясь линейными членами по параметру малости $\delta = (R_2 - R_1)/R_2 \ll 1$, можно получить формулы:

$$\begin{aligned} & (\gamma_1 R_1)_{nm}^{LM} \approx \\ & \approx \mu_{nm} \left(1 + \frac{1}{\mu_{nm}^2} \frac{I_n(\mu_{nm}) [(1 - \varepsilon_2) (\beta R_2 \delta [1 - n] - 1) + \beta R_1 \delta (n(n+1) - 1)]}{I_n'(\mu_{nm}) G_1 + I_n(\mu_{nm}) G_2} \right); \end{aligned} \quad (11)$$

$$G_1 = \beta R_2 \delta (1 - n) - 1;$$

$$G_2 = -R_2 \delta \left[\frac{(1-n)(1-\varepsilon_2)}{R_1^2 \beta} + \frac{n(n+1)}{R_1^3 \beta} + \frac{R_2}{R_1} (\beta + 2); \right.$$

$$\left. (\gamma_1 R_1)_{nm}^{LE} \simeq \nu_{nm} \left(1 + \frac{1}{\nu_{nm}^2} \frac{\delta [(kR_1)^2 (\varepsilon_2 - 1) + \nu_{nm}^2]}{\delta (n-1) + \frac{R_1^2}{R_2} [1 + k^2 n \delta (\varepsilon_2 - 1)]} \right), \quad (12) \right.$$

где $\beta^2 = \left(\frac{\mu_{mn}}{R_1} \right)^2 + k^2 (\varepsilon_2 - 1)$, ν_{nm} и μ_{nm} — корни $I_n(z)$ и $J'_n(z)$.

Выражения (11), (12) позволяют качественно оценить влияния геометрических и материальных параметров волновода на смещение частот отсечки и характер дисперсии. Кроме того, из (11) и (12) видно, что в полых цилиндрических волноводах большого радиуса ($k^2 R \gg 1$) $LM(LE)$ -волны полностью эквивалентны $TE(TM)$ -волнам. В прямоугольных волноводах такой переход отсутствует [2].

Таким образом, применение базиса L -волн дает возможность представить поля в цилиндрических неоднородных волноводах в виде независимых типов волн, а введение характеристических матриц — обобщить решение на произвольное число слоев. Получаемые асимптотические решения существенно облегчают физический анализ и прогнозирование электродинамических свойств исследуемых структур.

Список литературы: 1. *Волноводы дальней связи*/Под ред. Н. П. Керженцевой. М., 1972. 424 с. 2. *Егоров Ю. В.* Частично заполненные прямоугольные волноводы. М., 1967. 215 с. 3. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М., 1970. 855 с. 4. *Вайнштейн Л. А.* Электромагнитные волны. М., 1957. 270 с.

Поступила в редколлегию 13.01.88

SUMMARY

The longitudinal eigen modes in cilindrical stratified dielectric—filled waveguide are investigate. The characteristic matrix of the cilindrical strata and the asimptotic formula for the propagation constants of LE —and LM -waves two-stratified waveguide are founded.

Н. Н. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук, Ю. И. ДАВИДЧЕВСКИЙ,
канд. техн. наук, Г. М. ЧЕКАЛИН

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВЕКТОРНОГО СИГНАЛА КРУГОВЫМ АНАЛИЗАТОРОМ

Возможность формирования поляризационных мультиплетов на СВЧ [4] позволяет использовать векторные сигналы для получения различной поляризметрической информации, стимулируя развитие радиоволновой эллипсометрии [2]. Информативными поляризметрическими характеристиками выступают специфические сигналы, получаемые на выходе спектроанализаторов поляризации [3]. Такие устройства включают анализаторы по кругополяризованному базису — неподвижные и вращающиеся. Например, известные отрезки прямоугольного волновода с крестообразной щелью на широкой стенке, отрезки круглых волноводов с четвертьволновой пластиной, волноводные турникеты в режиме кругового анализатора и т. д.

Преобразования векторного сигнала круговыми анализаторами, особенно вращающимися, изучены недостаточно. Разработаем методологические вопросы этого направления исследований.

Рассмотрим для простоты векторный сигнал \vec{E}_Σ , состоящий из нескольких векторных гармоник, в общем случае неоднородно эллиптически поляризованных:

$$\vec{E}_\Sigma = \sum \vec{E}_k(f_k, I_k, \dot{W}_k), \quad (1)$$

где f_k — частота, I_k — мощность, \dot{W}_k — фазор поляризации. Каждая из векторных гармоник $\vec{E}_k = \vec{E}$ (индекс k опустим) может быть представлена линейным базисом (в ортах \vec{x}^0, \vec{y}^0 ТЕМ-плоскости волны), например,

$$\vec{E} = \vec{x}^0 \cdot E_x \cos(\omega t + \psi_x) + \vec{y}^0 \cdot E_y \cos(\omega t + \psi_y) = \vec{E}_x + \vec{E}_y, \quad (2)$$

и кругополяризованным $\vec{E} = \vec{R} + \vec{L}$ (3). В явной форме векторные гармоники кругополяризованного базиса определяют только при комплексно-сигнальной записи, отождествляя орты \vec{x}^0, \vec{y}^0 ортам $1, j$ сигнальной комплексной плоскости [4]:

$$\vec{x}^0 \equiv 1; \quad \vec{y}^0 \equiv j; \quad (4)$$

$$\vec{E} \equiv \dot{E} = \dot{R}_m e^{j\omega t} + \dot{L}_m e^{-j\omega t}, \quad (5)$$

где $\dot{R}_m = R_m e^{j\psi_k}$, $\dot{L}_m = L_m e^{j\psi_L}$ — векторные амплитуды кругополяризованных гармоник, записанные в комплексной форме.

Круговые анализаторы преобразуют кругополяризованные векторные гармоники базиса (5) в скалярные гармоники соответствующих основных волн в волноводах, поступающих в правый (п) и левый (л) концы волновода:

$$\vec{R} \rightarrow E_{ap}; \quad \vec{L} \rightarrow E_{al}, \quad (6)$$

где

$$E_{ap} = R_a \cos(\omega t + \psi_{aR});$$

$$E_{al} = L_a \cos(\omega t + \psi_{aL}). \quad (7)$$

При этом преобразовании сохраняются пропорциональности комплексных амплитуд скалярных гармоник (7) векторным амплитудам векторных гармоник (5)

$$\dot{R}_a = \dot{C}_n \dot{R}_m; \quad \dot{L}_a = \dot{C}_l \dot{L}_m, \quad (8)$$

где для простоты

$$\dot{R}_a = R_a e^{i\psi_{aR}}, \quad \dot{L}_a = L_a e^{i\psi_{aL}}, \quad \dot{C}_n = \dot{C}_l.$$

Вращающийся круговой анализатор преобразует частоты кругополяризованных векторных гармоник, сдвигая весь спектр сигнала на величину Ω — частоту вращения — по оси круговых частот — $-\infty \leq \omega \leq \infty$. Этот эффект является одним из примеров доплеровского изменения частоты. Покажем, как при этом изменяются скалярные гармоники (7). Смещение системы координат в комплексной сигнальной плоскости на угол описывается комплексным оператором $e^{i\gamma}$, действующим на комплексную гармонику (5):

$$\dot{E}(\gamma) = \dot{E}e^{i\gamma}. \quad (9)$$

Если система координат (например, связанная с крестообразной щелью, расположенной в ТЕМ-плоскости волны) вращается равномерно с частотой Ω , то $\gamma = \Omega t$. Отсюда из (5):

$$\vec{E}_\Sigma \equiv \dot{E}_\Sigma = \dot{E}e^{i\Omega t} = \dot{R}_m e^{i(\omega + \Omega)t} + \dot{L}_m e^{-i(\omega - \Omega)t}. \quad (10)$$

Разделение векторных кругополяризованных гармоник и преобразование их в скалярные вращающимся круговым анализатором приводит к соответствию (6), при котором

$$E_{ap} = R_a \cos[(\omega + \Omega)t + \psi_{aR}]; \quad (11)$$

$$E_{al} = L_a \cos[(\omega - \Omega)t + \psi_{aL}].$$

Весь спектр круговых гармоник сигнала \vec{E}_Σ смещается на величину Ω по оси частот ω .

Изменение частот скалярных гармоник (11) по сравнению с (7) в неподвижном анализаторе просматривается на экране спектроанализатора при соединении каналов (п) и (л) обычным волноводным тройником. Тогда на выходе тройника получим квазигармонический сигнал, если $\Omega \ll \omega$:

$$E_a = E_{ap} + E_{al} = R_a \cos[(\omega + \Omega)t + \psi_{aR}] + L_a \cos[(\omega - \Omega)t + \psi_{aL}]. \quad (12)$$

Как видно из (12), сигнал E_a представляет собой сигнал биений, огибающая амплитуда которого изменяется от $E_{m \min}$ до $E_{m \max}$, где

$$E_{m \min} = |R_a - L_a|; E_{m \max} = R_a + L_a. \quad (13)$$

Подавая квазигармонику E_a через вращающееся соединение на экран спектроанализатора, получим регулярную флуктуацию амплитуды, позволяющую определить коэффициент эллиптичности

(по модулю) векторной гармоники \vec{E} :

$$|r| = \frac{|R_a - L_a|}{R_a + L_a}. \quad (14)$$

Если ввести индикацию на экране спектроанализатора орта \vec{x}^0 неподвижного анализатора (метками или тушением экрана), то по фазе флуктуаций максимума $E_{m \max}(t_m)$ рассчитаем угол ориентации эллипса

$$\beta = 2\pi \frac{\Delta t_m}{T_g}. \Delta t = t_m - t_0, \quad (15)$$

где t_m, t_0 — время, соответствующее $E_{m \max}$, и индикации орты \vec{x}^0 соответственно; T_g — период вращения: $T_g = 2\pi/\Omega$. Знак $\pm |r|$ получим, переключая поочередно каналы (п) и (л), соответственно при этом просматриваем соотношение амплитуд $R_a \geq L_a$. Тогда коэффициент эллиптичности r определяется со знаком:

$$r = \frac{R_a - L_a}{R_a + L_a}. \quad (16)$$

Если сигнал (1) содержит немного гармоник, например, три—пять, то по огибающим спектра минимумов $E_{a \min}(f)$ и максимумов $E_{a \max}(f)$ можно судить о неоднородности поляризационного спектра сигнала \vec{E}_s , а по спектру флуктуаций $\Delta t(f)$ — о неоднородности ориентаций векторных гармоник $\vec{E}_k(f_k)$. Сравнение $R_a(f)$ с $L_a(f)$ дает представление о знаковом спектре.

Регулярно флуктуирующий амплитудный спектр $E_{ma}(f, t)$ совместно со знаковым спектром $\text{sign}(R_a - L_a)$ служит для нас примером эллипсометрических сигналов радиоволновой эллипсометрии.

Список литературы: 1. Формирование поляризационных мультиплетов на СВЧ/Н. Н. Горобец, Ю. И. Давидчевский, Г. М. Лысачок и др.//Вести. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. 1987. № 307. С. 49—55. 2. Конев В. А., Кулешов Е. М., Пунько Н. Н. Радиоволновая эллипсометрия. Минск, 1985. 104 с. 3. А. с. 672582. Устройство для поляризационно-спектрального анализа сигналов с произвольной поляризацией/Н. Н. Горобец, Ю. И. Давидчевский (СССР). № 2487436/18—09. Заявлено 19.05.77//Открытия. Изобретения. 1979. № 25. С. 82. 4. Горобец Н. Н., Давидчевский Ю. И., Чекалин Г. М. Комплексный спектр сигналов с вращающейся и произвольной линейной поляризацией//Вести. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. 1982. № 227. С. 3—10.

Поступила в редколлегию 18.01.88

SUMMARY

The circle analyzers make it possible to convert to vector signals into polarimetric ones, obtained from polarization spectrum analyzers output.

The methodological problems of function rotating circle analyzer, which realizes Doppler's change of frequency because of rotation are presented in this paper.

УДК 538.566—621.371

В. В. ХОРОШУН, канд. физ.-мат. наук

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА РЕШЕТКЕ С ПОПЕРЕЧНО-НАМАГНИЧЕННЫМ ФЕРРИТОМ

Цель данной работы — создание и численная реализация эффективного алгоритма решения задачи дифракции плоской E -поляризованной волны, нормально падающей на решетку из бесконечно тонких и идеально проводящих лент, которые расположены в плоскости раздела вакуум — феррит. Внешнее постоянное магнитное поле H_0 ориентировано вдоль лент решетки. Система координат выбрана так, что решетка лежит в плоскости XOY , ленты параллельны оси OX , а начало координат выбрано в середине щели решетки. Период решетки — l , ширина щели — d . Пространство $z > 0$ заполнено однородной гиромангнитной средой, намагниченной до насыщения, с параметрами, определенными в [1, 2].

Решение поставленной задачи эквивалентно решению системы сумматорных уравнений

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n e^{in\varphi} = 0, \quad \pi\theta < |\varphi| < \pi; \quad (1a)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \Gamma_n e^{in\varphi} = 2\kappa, \quad |\varphi| < \pi, \quad (1б)$$

где

$$\Gamma_n = \sqrt{\kappa^2 - n^2} + M \sqrt{\kappa^2 \varepsilon_{\perp} - n^2} + iKn, \quad \kappa = l/\lambda, \quad \theta = d/l;$$

$$\varphi = \frac{2\pi}{l}y, \quad M = \frac{\mu}{\mu^2 - \mu_a^2} = \frac{1}{\mu_{\perp}}, \quad K = -\frac{\mu_a}{\mu^2 - \mu_a^2};$$

$$\mu = 1 + \beta\mu_a, \quad \mu_a = \frac{A}{\beta^2 - 1}, \quad \beta = \frac{\gamma H_0}{\omega}, \quad A = 4\pi \frac{\gamma M_0}{\omega},$$

γ — гиромангнитное отношение для электронного спина, ω — частота, λ — длина волны падающего поля, M_0 — постоянная намагниченности феррита, ε — диэлектрическая проницаемость феррита, μ и μ_a — компоненты тензора магнитной проницаемости фер-

рита, $\{b_n\}_{n=-\infty}^{\infty}$ — искомый амплитудный спектр в области, заполненной ферритом. Временной множитель $e^{-i\omega t}$ опущен.

В работе [3] при решении системы (1а), (1б) существенно представление электрической компоненты поля на щели решетки рядом по функциям Чебышева второго рода, непригодное при учете толщины лент решетки. Ранее [4] методом переразложения решена задача о возбуждении объемной решетки, расположенной на границе раздела вакуум — поперечно-намагниченный феррит. Аналогично [4] будем аппроксимировать электрическое поле на щели решетки следующим образом:

$$E_x|_{z=0} = \sum_{m=1}^{\infty} Y_m \sin \frac{\pi m}{d} \left(y + \frac{d}{2} \right).$$

Тогда для искомых амплитуд b_n получаем пересчетную формулу

$$\begin{aligned} b_n &= \frac{\theta}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} m Y_m \frac{e^{i\pi n \theta} - (-1)^m e^{-i\pi n \theta}}{m^2 - 4n^2 \theta^2} = \\ &= \frac{\theta}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ (2k-1) Y_{2k-1} \frac{2 \cos \pi n \theta}{(2k-1)^2 - 4n^2 \theta^2} + ik Y_{2k} \frac{\sin \pi n \theta}{k^2 - n^2 \theta^2} \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Подставляя в уравнение (1б) вместо b_n его выражение (2), разлагая обе части уравнения в ряд по $\sin \frac{\pi s}{d} \left(y + \frac{d}{2} \right)$ и приравнявая коэффициенты разложения, приходим к системе линейных алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{\infty} X_m C_{ms} &= b_s, \quad (s=1, 2, 3, \dots); \\ C_{ns} &= \frac{\theta}{\pi} \sum_n \Gamma_n \frac{e^{i\pi n \theta} - (-1)^n e^{-i\pi n \theta}}{m^2 - 4n^2 \theta^2} \cdot \frac{e^{i\pi n \theta} - (-1)^s e^{-i\pi n \theta}}{s^2 - 4n^2 \theta^2}; \\ b_s &= 2\pi \frac{1 - (-1)^s}{s^2}, \quad x_m = m Y_m. \end{aligned} \quad (3)$$

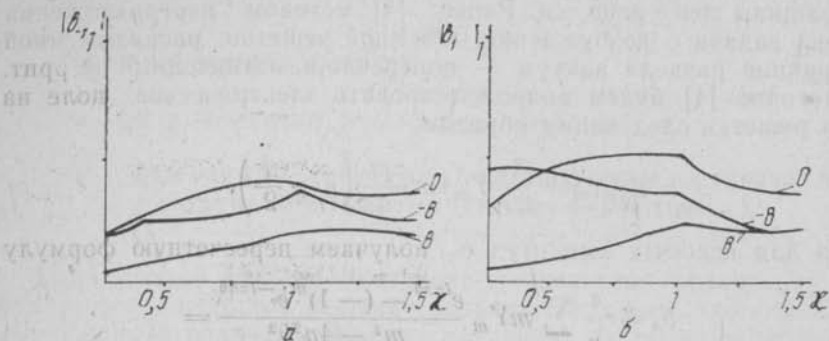
Матричные элементы C_{ns} обладают медленной сходимостью, которую можно улучшить аналогично тому, как это сделано в [5].

Например, на рисунке представлены результаты численных расчетов системы (3) с последующим использованием пересчетной формулы (2).

Основное внимание уделено анализу высших гармоник, поскольку для них, в отличие от основных волн, имеет место эффект невзаимности и связанная с ним пространственная асимметрия дифрагированного поля, аналогичная той, которая наблюдается для двухэлементных несимметричных решеток, т. е. $|b_n| \neq |b_{-n}|$, даже в случае нормального падения. Рассмотрим зависимости мо-

дулей первых парных гармоник от κ для значений коэффициента заполнения решетки $u = \cos \pi\theta = 0, \pm 0,8$. (см. рисунок).

Феррит характеризуется параметрами $\epsilon=4$, $A=0,6$ и $\beta=0,877$, что соответствует значению H_0 правее точки поперечного ферромагнитного резонанса, который имеет место при $\beta=0,744$. Выбор



величины $\beta=0,877$ обусловлен тем, что при таком значении этого параметра феррит полностью согласован со свободным пространством, если нет решетки, поскольку его эффективная магнитная проницаемость $\mu_1 = \epsilon$. Если внешнее магнитное поле отсутствует или бесконечно велико, феррит вырождается в изотропный диэлектрик и указанная пространственная асимметрия дифрагированного поля исчезает.

Проведенный анализ может быть использован при разработке и конструировании различных устройств на периодических структурах с ферритовыми подложками, например, при создании направленных ответвителей энергии СВЧ-поля с электрической регулировкой коэффициента ослабления.

Список литературы: 1. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М., 1960. 408 с. 2. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М., 1963. 663 с. 3. Гончаренко И. В., Хорошун В. В. Дифракция плоской электромагнитной волны на решетке из лент в плоскости раздела вакуум-феррит//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. 1985. Вып. 273. С. 19—21. 4. Облывач С. А., Хорошун В. В. Новый подход к решению одной задачи дифракции//Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. 1978. № 163. Вып. 7. С. 24—26. 5. Гончаренко И. В., Кеванишвили Г. Ш., Хорошун В. В. Дифракция плоской электромагнитной волны на решетке из лент//Волны и дифракция. 1985. 1. С. 530—533.

Поступила в редколлегию 27.01.88

SUMMARY

Exact Solution of E — polarized wave diffraction by strip grating placed on the border of vacuum and perpendicular magnetized ferrite is found.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛИНЕЙНОГО ИМПЕДАНСНОГО ВИБРАТОРА, РАЗМЕЩЕННОГО ПАРАЛЛЕЛЬНО ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ ОДНОРОДНЫХ СРЕД

В работе [1] найдено приближенное аналитическое решение задачи о распределении тока вдоль проволочного вибратора, компланарного плоской границе раздела двух однородных сред. Полученные результаты пригодны лишь вдали от резонансных режимов, а при резонансе они дают неверное — нулевое — значение тока. Подход, который основан на постановке задачи относительно четной и нечетной составляющих тока [2] позволяет преодолеть отмеченный недостаток. Данная работа посвящена приложению указанного подхода, развитого для достаточно общих электродинамических структур, к частному случаю, описанному в заголовке статьи. Временная зависимость $\exp(-i\omega t)$ полевых величин и тока всюду опускается.

Введем в трехмерном пространстве прямоугольную декартовую систему координат x, y, z . Ось z направим вертикально вверх, а ось Oy — вправо. Граница раздела совпадает с плоскостью $z=0$. Нижнее полупространство заполнено однородной изотропной диссипативной средой с материальными параметрами ϵ_1, μ_1 ($\text{Im}\epsilon_1 \geq 0, \text{Im}\mu_1 \geq 0$). Верхнее полупространство также однородно и изотропно и характеризуется положительными материальными параметрами ϵ_2, μ_2 . Прямолинейный импедансный вибратор расположен в верхней среде в плоскости $z=0$ компланарно плоскости $z=0$. Пусть x_1 и x_2 — x — координаты концов вибратора ($x_1 < x_2$), $2l$ и a — его длина и радиус, z_c — кратчайшее расстояние от вибратора до границы раздела, Z_a — внутренний импеданс: $2l = x_2 - x_1, z_c > 0$. Вибратор считается длинным и тонким: $k_2 a \ll 1, a = 1/[2 \ln \times \times (2la^{-1})] \ll 1$. Отправным пунктом служит следующая задача относительно четной ($I^{(e)}$) и нечетной ($I^{(o)}$) составляющих полного тока $I(x) = I^{(e)}(x) + I^{(o)}(x)$:

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k_2^2 \right) \int_{x_1}^{x_2} [K_f(x - x') + K_r(x - x')] I^{(e)}(x') dx' + \quad (1)$$

$$+ \frac{d}{dx} \int_{x_1}^{x_2} L(x - x') I^{(e)}(x') dx' = i\omega\epsilon_2 E_{0x}^{(e)}(x) - i\omega\epsilon_2 Z_a I^{(e)}(x);$$

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k_2^2 \right) \int_{x_1}^{x_2} [K_f(x - x') + K_r(x - x')] I^{(o)}(x') dx' + \quad (2)$$

$$+ \frac{d}{dx} \int_{x_1}^{x_2} L(x-x') I^{(o)}(x') dx' = i\omega \varepsilon_2 E_{0x}^{(o)}(x) - i\omega \varepsilon_2 Z_a I^{(o)}(x);$$

$$I^{(e)}(x_1) = I^{(e)}(x_2) = 0, \quad I^{(o)}(x_1) = I^{(o)}(x_2) = 0. \quad (3)$$

Здесь k_2 — волновое число верхней среды; $E_{0x}^{(e)}(x)$, $E_{0x}^{(o)}(x)$ — четная и нечетная составляющие x -компоненты E_{0x} первичного поля на боковой поверхности вибратора; $K_f(x-x')$, $K_r(x-x')$ и $L(x-x')$ — некоторые вспомогательные функции:

$$k_2 = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2};$$

$$E_{0x}^{(e)}(x) = [E_{0x}(x) + E_{0x}(-x)]/2;$$

$$E_{0x}^{(o)}(x) = [E_{0x}(x) - E_{0x}(-x)]/2; \quad (4)$$

$$K_f(x-x') = \frac{\exp(ik_2 \sqrt{(x-x')^2 + a^2})}{\sqrt{(x-x')^2 + a^2}};$$

$$K_r(x-x') = i \int_0^{+\infty} \frac{x dx}{\gamma^2} I_0(x D_\Sigma) R_p(x) e^{2i\gamma_2 z c}; \quad (5)$$

$$L(x-x') = -\frac{i(x-x')}{D_\Sigma} \int_0^{+\infty} dx \gamma_2 I_1(x D_\Sigma) [R_s(x) + R_p(x)] e^{2i\gamma_2 z c},$$

$$D_\Sigma = \sqrt{(x-x')^2 + a^2}.$$

Далее, $R_s(x)$ и $R_p(x)$ — френелевские коэффициенты отражения плоских волн вертикальной и горизонтальной поляризаций соответственно, которые приходят из верхней среды под углом скольжения, равным $\arccos(x/k_2)$ [1], $I_0, 1$ — функции Бесселя,

$$\gamma_2(x) = \begin{cases} \sqrt{k_2^2 - x^2}, & -k_2 < x < k_2, \\ i\sqrt{x^2 - k_2^2}, & x > k_2 \text{ либо } x < -k_2. \end{cases} \quad (6)$$

Используемые обозначения более подробно разъяснены в работе [1].

Применив к решению сформулированной задачи модифицированный метод последовательных приближений по малому параметру α , в согласии с [2] в первом приближении получаем:

$$I^{(e)}(x) = \alpha \frac{v_0^{(e)}(x)}{[\cos k_2 x_2 + \alpha \tau_1^{(e)}(2l, \lambda)]}, \quad I^{(o)}(x) = \alpha \frac{v_0^{(o)}(x)}{[\sin k_2 x_2 + \alpha \tau_1^{(o)}(2l, \lambda)]}; \quad (7)$$

где

$$v_0^{(e)}(x) = \frac{ic}{2\omega_2} \left[\sin k_2 (x - x_2) \int_{x_1}^x E_{0x}^{(e)}(x') \cos k_2 x' dx' - \right.$$

$$- \sin k_2 (x + x_2) \int_x^{x_2} E_{0x}^{(e)}(x') \cos kx' dx' + 2 \cos k_2 x_2 \cos k_2 x \times \\ \times \int_x^{x_2} E_{0x}^{(e)}(x') \sin k_2 x' dx' \Big];$$

$$v_0^{(o)}(x) = \frac{ic}{2\omega_2} \left[\sin k_2 (x - x_2) \int_{x_1}^x E_{0x}^{(o)} \sin k_2 x' dx' + \right.$$

$$\left. + \sin k_2 (x + x_2) \int_x^{x_2} E_{0x}^{(o)}(x') \sin kx' dx' - 2 \sin k_2 x_2 \sin k_2 x \times \right. \\ \left. \times \int_x^{x_2} E_{0x}^{(o)}(x') \cos k_2 x' dx' \right];$$

$$\tau_1^{(e)}(2l, \lambda) = - \int_{x_1}^{x_2} dx' (\cos k_2 x' - \cos k_2 x_2) \left[K_r(x_2 - x') K_r(x_2 - x') + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2k_2} \int_{x_1}^{x_2} dx'' \sin k_2 (x_2 - x'') \frac{d}{dx''} L(x'' - x') \right] -$$

$$- \frac{ic}{4k_2 \omega_2} Z_a [2k_2 l \sin k_2 x_2 - \sin 2k_2 l \sin k_2 x_1 - 4 \sin^2 2k_2 l \cos k_2 x_2], \quad (9)$$

$$\tau_1^{(o)}(2l, \lambda) = - \int_{x_1}^{x_2} dx' (\sin k_2 x' - \sin k_2 x_2) \left[K_r(x_2 - x') + K_r(x_2 - x') + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2k_2} \int_{x_1}^{x_2} dx'' \sin k_2 (x_2 - x'') \frac{d}{dx''} L(x'' - x') \right] +$$

$$+ \frac{ic}{2k_2 \omega_2} Z_a [2k_2 l \cos k_2 x_2 - \sin 2k_2 l \cos k_2 x_1 + 4 \sin^2 2k_2 l \sin k_2 x_2].$$

Здесь $\omega_2 = \sqrt{\mu_2/\epsilon_2}$ — импеданс верхней среды. $\lambda = 2\pi/k_2$ — длина волны в верхней среде.

Полный ток оказывается равным

$$I(x) = \alpha \frac{v_0(x)}{[\cos k_2 x_2 + \alpha \tau_1^{(e)}(2l, \lambda) [\sin k_2 x_2 + \alpha \tau_1^{(o)}(2l, \lambda)]], \quad (10)$$

где

$$v_0(x) = \frac{ic}{2\omega_2} \left[\sin k_2(x - x_2) \int_{x_1}^x E_{0x}(x') \sin k_2(x_2 + x') dx' + \right. \\ \left. + \sin k_2(x + x_2) \int_x^{x_2} E_{0x}(x') \sin k_2(x' - x_2) dx' \right]. \quad (11)$$

Достоинство полученных выражений заключается в том, что они пригодны при резонансных и нерезонансных режимах и для производного первичного поля.

Далее для простоты полагаем $x_2 = l$, $x_1 = -l$, ($x_c = 0$). Тогда из формул (7) следует, что резонансные длины вибратора и резонансные круговые частоты колебаний с точностью до членов $O(a^2)$ даются формулами:

для четной составляющей тока —

$$2l = 2l_n = 2l_{0n} + (-1)^{n+1} \alpha_{0n} \lambda \tau_1^{(e)} (2l_{0n}, \lambda) / \pi, \quad (12)$$

$$2l_{0n} = (2n - 1) \lambda / 2, \quad n = 1, 2, \dots;$$

$$\omega = \omega_n = \omega_{0n} + (-1)^{n+1} \alpha c \tau_1^{(e)} (2l, 4l / (2n - 1)) / l \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \quad (13)$$

$$\omega_{0n} = \pi c (2n - 1) / 2l \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \quad n = 1, 2, \dots;$$

а для нечетной составляющей тока —

$$2l = 2l_n = 2l_{0n} + (-1)^{n+1} \alpha_{0n} \lambda \tau_1^{(o)} (2l_{0n}, \lambda) / \pi, \quad (14)$$

$$2l_{0n} = n \lambda, \quad n = 1, 2, \dots;$$

$$\omega = \omega_n = \omega_{0n} + (-1)^{n+1} \alpha c \tau_1^{(o)} (2l, 2l / n) / l \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \quad (15)$$

$$\omega_{0n} = \pi c n / l \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \quad n = 1, 2, \dots;$$

c — скорость света в вакууме.

Рассмотрим возбуждение проволочного вибратора плоской волны. Пусть из верхней среды на границу раздела в направлении единичного вектора \vec{l}_0 падает произвольно поляризованная плоская волна с амплитудой электрического поля, равной \vec{e}_0 :

$$\vec{E}(\vec{R}) = \vec{e}_0 \exp(ik_2 \vec{l}_0 \cdot \vec{R}), \quad \vec{H}_i(\vec{R}) = \omega_2^{-1} \vec{l}_0 \times \vec{e}_0 \exp(ik_2 \vec{l}_0 \cdot \vec{R}), \quad (16)$$

где

$$\vec{l}_0 = (\cos \theta_0 \sin \nu_0, \cos \theta_0 \cos \nu_0, \sin \theta_0);$$

$$\vec{e}_0 = [(\sin \theta_0 \sin \nu_0 \cos \chi_0 + \cos \nu_0 \sin \chi_0), \\ (\sin \theta_0 \cos \nu_0 \cos \chi_0 - \sin \nu_0 \sin \chi_0), \cos \theta_0 \cos \chi_0].$$

Углы θ_0 , ν_0 и χ_0 определяют соответственно направление распространения и поляризацию падающей волны: $0 \leq \theta_0 \leq \pi/2$, $-\pi \leq \nu_0 \leq \pi$, χ_0 — в общем случае является комплекснозначным. Возникающее первичное поле дается классическими выражениями [3]. В частности, x — компонента первичного электрического поля в точках на оси вибратора имеет вид

$$E_{0x}(x) = e_{0x} f(z_c, \theta_0, \nu_0, \chi_0) \exp(ik_2 x \cos \theta_0 \sin \nu_0);$$

$$f(z_c, \theta_0, \nu_0, \chi_0) = (\cos \nu_0 \sin \chi_0 + \sin \theta_0 \sin \nu_0 \cos \chi_0) \exp(-ik_2 z_c \sin \theta_0) + \\ + (R_p(\theta_0) \cos \nu_0 \sin \chi_0 - R_s(\theta_0) \sin \theta_0 \sin \nu_0 \cos \chi_0) \exp(ik_2 z_c \sin \theta_0). \quad (17)$$

Формулы (8), (11) в рассматриваемом случае конкретизируются следующим образом:

$$v_0^{(e)}(x) = e_{0x} \frac{ic f(z_c, \theta_0, \nu_0, \chi_0)}{\omega_2 k_2 (1 - \cos^2 \theta_0 \sin^2 \nu_0)} [\cos k_2 l \cos h_0 x - \cos k_2 x \cos h_0 l]; \quad (18)$$

$$v_0^{(o)}(x) = -e_{0x} \frac{c f(z_c, \theta_0, \nu_0, \chi_0)}{\omega_2 k_2 (1 - \cos^2 \theta_0 \sin^2 \nu_0)} [\sin k_2 l \sin h_0 x - \sin k_2 x \sin h_0 l];$$

$$v_0(x) = e_{0x} \frac{ic f(z_c, \theta_0, \nu_0, \chi_0)}{2\omega_2 k_2 (1 - \cos^2 \theta_0 \sin^2 \nu_0)} \times$$

$$\times [\sin 2k_2 l e^{ih_0 x} - \sin [l(k_2 + h_0)] e^{ik_2 x} - \sin [l(k_2 - h_0)] e^{-ik_2 x}]; \quad (19)$$

$$h_0 = k_2 \cos \theta_0 \sin \nu_0.$$

Совершим предельный переход к случаю, когда материальные параметры нижней и верхней сред совпадают: $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, $\mu_1 = \mu_2$. Положим, что плоская волна падает перпендикулярно вибратору, причем ее электрический вектор параллелен оси Ox : $x_0 = \pi/2$, $\nu_0 = 0$, $\theta_0 = 0$. Тогда в случае идеально проводящего вибратора ($Z_a = 0$) формулы (7), (18) примут вид

$$I(x) = I^{(e)}(x) = -\alpha e_{0x} \frac{ic}{\omega_2 k_2} \frac{(\cos k_2 x - \cos k_2 l)}{(\cos k_2 l + \alpha \tau_1^{(e)}(2l, \lambda))}; \quad (20)$$

где

$$\tau_2^{(e)}(2l, \lambda) = - \int_{-l}^l \frac{\exp(ik_2 \sqrt{(l-x')^2 + a^2})}{\sqrt{(l-x')^2 + a^2}} (\cos k_2 x' - \cos k_2 l) dx'. \quad (21)$$

Поле $\vec{E}^{(r)}(\vec{R})$, $\vec{H}^{(r)}(\vec{R})$, создаваемое заданным током в любой из сред, можно рассчитать, пользуясь готовыми результатами [4]. Вычислим с их помощью плотность потока энергии поля, излученного в дальнюю зону верхней среды:

$$\vec{P}(\vec{R}) = (c/8\pi) \operatorname{Re} \langle \vec{E}^{(r)*}(\vec{R}) \times \vec{H}^{(r)}(\vec{R}) \rangle |_{k_2 L_c \cos \theta \gg 1, \theta > 0}. \quad (22)$$

Введем сферическую систему координат L, θ, ν с центром в середине вибратора: $x = -L \cos \theta \sin \nu$, $y = L \cos \theta \cos \nu$, $z - z_c = L \sin \theta$, где θ и ν — угол места и азимутальный угол точки наблюдения, $L = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z_c)^2}$. Полагая, что точка наблюдения \vec{R} расположена не слишком близко к границе раздела, нетрудно показать, что вектор $\vec{P}(\vec{R})$ в дальней зоне равен сумме векторов Умова—Пойнтинга для вертикально (\vec{P}_s) и горизонтально (\vec{P}_p) поляризованных компонент излученного поля, которые направлены по лучу, идущему из середины вибратора в точку \vec{R} . Для задачи о возбуждении вибратора плоской волной проекции векторов \vec{P}_s и \vec{P}_p на упомянутое направление имеют следующий вид:

$$P_s(L, \theta, \nu) = e_{0x}^2 \frac{\alpha^2 c \sin^2 \theta \sin^2 \nu}{8\pi L^2 w_2 (1 - \cos^2 \theta_0 \sin^2 \nu_0)} \left| f(z_c, \theta_0, \nu_0, \chi_0) \times \right. \\ \left. \times \left(e^{-ik_2 z_c \sin \theta} - R_s(\theta) e^{ik_2 z_c \sin \theta} \right) \left(\frac{A^{(e)}(\theta_0, \nu_0 | \theta, \nu)}{\Delta^{(e)}} + \frac{A^{(0)}(\theta_0, \nu_0 | \theta, \nu)}{\Delta^{(0)}} \right) \right|^2; \\ P_p(L, \theta, \nu) = e_{0x}^2 \frac{\alpha^2 c \cos^2 \nu}{8\pi L^2 w_2 (1 - \cos^2 \theta_0 \sin^2 \nu_0)} \left| f(z_c, \theta_0, \nu_0, \chi_0) \times \right. \\ \left. \times \left(e^{-ik_2 z_c \sin \theta} + R_p(\theta) e^{ik_2 z_c \sin \theta} \right) \left(\frac{A^{(e)}(\theta_0, \nu_0 | \theta, \nu)}{\Delta^{(e)}} + \frac{A^{(0)}(\theta_0, \nu_0 | \theta, \nu)}{\Delta^{(0)}} \right) \right|^2, \quad (23)$$

где

$$A^{(e)}(\theta_0, \nu_0 | \theta, \nu) = \cos k_2 l \left[\frac{\sin l(h_0 + h)}{h_0 + h} + \frac{\sin l(h_0 - h)}{h_0 - h} \right] - \\ - \cos h_0 l \left[\frac{\sin l(k_2 + h)}{k_2 + h} + \frac{\sin l(k_2 - h)}{k_2 - h} \right]; \quad (24)$$

$$A^{(0)}(\theta_0, \nu_0 | \theta, \nu) = \sin k_2 l \left[\frac{\sin l(h_0 + h)}{h_0 + h} - \frac{\sin l(h_0 - h)}{h_0 - h} \right] - \\ - \sin h_0 l \left[\frac{\sin l(k_2 + h)}{k_2 + h} - \frac{\sin l(k_2 - h)}{k_2 - h} \right], \quad h = k_2 \cos \theta \sin \nu;$$

$$\Delta^{(e)} = \cos k_2 l + \alpha \tau_1^{(e)}(2l, \lambda), \quad \Delta^{(0)} = \sin k_2 l + \alpha \tau_1^{(0)}(2l, \lambda).$$

Д. Рассмотрим сосредоточенное возбуждение вибратора дельта-генератором напряжения. При этом первичное поле задается выражением $E_{0x} = U_0 \delta(x - x_0)$ ($-l < x < l$, $-l < x_0 < l$, $U_0 = \text{const}$), а функции $\nu_0^{(e)}(x)$ и $\nu_0^{(0)}(x)$ согласно формул (8), равны

$$\nu_0^{(e)}(x) = U_0 \frac{ic}{4w_2} [\cos k_2 l (\sin k_2 |x - x_0| + \sin k_2 |x + x_0|) - \\ - 2 \sin k_2 l \cos k_2 x \cos k_2 x_0]; \quad (25)$$

$$v_0^{(o)}(x) = U_0 \frac{ic}{4\omega_2} [\sin k_2 l (\sin k_2 |x - x_0| - \sin k_2 |x + x_0|) + \\ + 2 \cos k_2 l \sin k_2 x \sin k_2 x_0].$$

Выражения для величин P_s и P_p в рассматриваемом случае принимают следующий вид:

$$P_s(L, \theta, \nu) = U_0^2 \frac{\alpha^2 c \sin^2 \theta \sin^2 \nu}{8\pi L^2 \omega_2 (1 - \cos^2 \theta \sin^2 \nu)^2} \left| \left(e^{-ik_2 z_c \sin \theta} - R_s(\theta) e^{ik_2 z_c \sin \theta} \right) \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{B^{(e)}(\theta, \nu)}{\Delta^{(e)}} + \frac{iB^{(o)}(\theta, \nu)}{\Delta^{(o)}} \right) \right|^2; \quad (26)$$

$$P_p(L, \theta, \nu) = U_0^2 \frac{\alpha^2 c \cos^2 \nu}{8\pi L^2 \omega_2 (1 - \cos^2 \theta \sin^2 \nu)^2} \times \\ \times \left| \left(e^{-ik_2 z_c \sin \theta} + R_p(\theta) e^{ik_2 z_c \sin \theta} \right) \left(\frac{B^{(e)}(\theta, \nu)}{\Delta^{(e)}} + \frac{iB^{(o)}(\theta, \nu)}{\Delta^{(o)}} \right) \right|^2,$$

где

$$B^{(e)}(\theta, \nu) = \cos k_2 l \cos h x_0 - \cos h l \cos k_2 x_0, \\ B^{(o)}(\theta, \nu) = \sin k_2 l \sin h x_0 - \sin h l \sin k_2 x_0. \quad (27)$$

Для частного случая симметричного сосредоточенного возбуждения ($x_0=0$) идеально проводящего вибратора ($Z_a=0$) в свободном пространстве ($\epsilon_1=\mu_1=1$, $\epsilon_2=\mu_2=1$) из (7), (9), (25) получаем классический результат [5]:

$$I(x) = I^{(e)}(x) = -\alpha U_0^2 \frac{ic}{2} \frac{\sin k_2 (l - |x|)}{\left[\cos kl - \alpha \int_{-l}^l K_f(l-x') (\cos kx' - \cos kl) dx' \right]}. \quad (28)$$

Полученные результаты могут быть использованы при применении горизонтального вибратора для связи и исследования радиометодами физических свойств материальных сред.

Автор выражает признательность Н. П. Жуку за руководство работой.

Список литературы: 1. Ефанов И. М. Расчет распределения тока в тонком импедансном вибраторе, параллельном границе раздела двух однородных сред // Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. 1988. № 318. С. 30—34. 2. Ефанов И. М., Жук Н. П., Третьяков О. А. Распределение тока вдоль тонкого проводника в сложной структуре // Радиотехника. 1989. Вып. 88. С. 23—30. 3. Стреттон Дж. А. Теория электромагнетизма. М. Л., 1967. 539 с. 4. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. М., 1978. Т. 2. 555 с. 5. Айзенберг Г. З., Белоусов С. П., Журбенко Э. М., Клигер Г. А., Курашов А. Г. Коротковолновые антенны. М., 1985. 535 с.

Поступила в редколлегию 05.01.88

SUMMARY

Asymptotic expressions for symmetrical and asymmetrical component of the current in the horizontal vibrator; excited by the arbitrary primary field are obtained by means of the method of successive approximations. The expressions obtained to cover both resonance and nonresonance cases of excitement.

УДК 621.372.852

Н. Н. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук, М. В. НЕСТЕРЕНКО,

В. А. ПЕТЛЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ОТРАЖЕНИЕ H_{10} ВОЛНЫ ОТ ШТЫРЯ В РАСКРЫВЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

Волноводы с открытым концом широко применяются на практике в качестве слабонаправленных антенн-облучателей СВЧ-диапазона. Параметры этих антенн определяются структурой поля в раскрыве, которая не остается такой же, как в поперечном сечении бесконечного волновода, а искажается вследствие отражения основной волны, возникновения высших типов волн и затекания токов на внешнюю поверхность волновода. Учет последних при строгом решении соответствующей краевой задачи к настоящему времени проведен лишь для плоскопараллельного и круглого волноводов [1]. Приближенные методы, основанные на тех или иных допущениях [2], не всегда дают удовлетворительное совпадение теории с экспериментом, хотя можно считать установленным, что естественное согласование открытого конца прямоугольного одномодового волновода со свободным пространством невысокое.

Улучшить согласование предлагается с помощью резонансных штырей, расположенных в излучающем раскрыве. Поскольку в этом случае даже приближенный анализ весьма затруднен, выполнены измерения диапазонных характеристик рассматриваемых антенн, а для нахождения оптимального положения штыря рассчитаны частотные зависимости коэффициента отражения H_{10} волны от проводящего тонкого стержня радиуса r и длиной L в бесконечном прямоугольном волноводе [3]:

$$\eta = \frac{E_{отр}}{E_{пад}} = \alpha \frac{4\pi i \sin^2 \frac{\pi}{a} x_0}{abk \sqrt{k_z^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}} \left[\frac{\sin kL - kL \cos kL}{\cos kL + \alpha W(kr, kL)} \right],$$

$$W(kr, kL) = 2\pi \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{abk_z} e^{-k_z r} \sin^2 k_x x_0 \cos k_y L \times \\ \times \frac{k \sin kL \cos k_y L - k_y \cos kL \sin k_y L}{k^2 - k_y^2}.$$

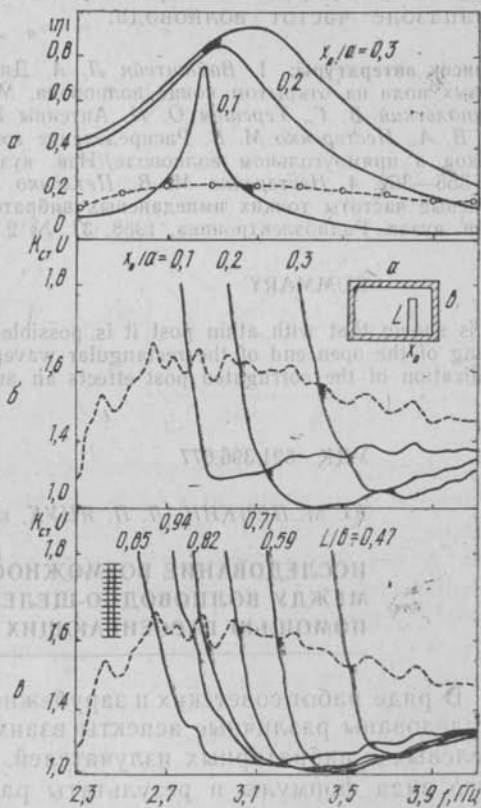
Здесь $\alpha = 1/2 \ln(r/2L)$; $\varepsilon_{m,n} = 1$ при $m, n = 0$; $\varepsilon_{m,n} = 2$ при $m, n \neq 0$; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число в свободном пространстве; $k_z =$

$=\sqrt{k_x^2+k_y^2-k^2}$; $-k^2$; k_y^2 — продольное, а $k_x=\frac{n\pi}{a}$ и $k_y=\frac{m\pi}{b}$ — поперечные волновые числа прямоугольного волновода размерами $a \times b$.

На рисунке, поз. а, представлены результаты расчетов по формулам (1), (2) совместно с экспериментальными значениями коэффициента отражения от раскрыва волновода сечением 72×34 мм² (пунктирная линия) для $L/b=0,71$; $r/b=0,0514$ ($r/a=0,024$). Графики показывают, что смещение стержня из центра волновода ($x_0/a=0,5$) к узкой стенке приводит к существенному расширению полосы частот, где модули коэффициентов отражения от штыря и раскрыва сравнимы между собой. При этом вне резонанса, когда рабочая частота лежит ниже или выше резонансной, стержень ведет себя как некая эквивалентная емкость или индуктивность [3]. Следовательно, сдвигка резонанса по диапазону в соответствии со знаком реактивности открытого конца волновода дает возможность не только получать нужную разность фаз между падающей и рассеянной волнами, но и подбирать их амплитуды для подавления паразитных отражений.

Сказанное иллюстрируется экспериментально снятыми кривыми на рисунке, поз. б, в, где приведены зависимости коэффициентов стоячей волны по напряжению для штыря в раскрыве (сплошные линии) и для открытого конца волновода (пунктир). Как видно, при $x_0/a=0,2$ можно добиться практически полного согласования в относительно узкой полосе частот, расширение которой наблюдается при $x_0/a=0,1$, однако в этом случае уровень $K_{ст}U$ повышается. Изменение длины штыря позволяет уменьшать ($L/b=0,47$; 0,59) или увеличивать ($L/b=0,82$; 0,94) ширину полосы согласования ($x_0/a=0,2$).

Дальнейший рост длины штыря ограничен высотой волновода, поэтому целесообразно использовать гофрированный стержень [4] ($L/b=0,85$; $L_{эф}/b=1,07$). Последний способствует также сниже-



нию концентрации поля в зазоре между штырем и широкой стенкой волновода, что в свою очередь повышает электрическую прочность при тех же электродинамических характеристиках.

Таким образом, с помощью тонкого резонансного штыря, установленного вблизи излучающего раскрыва, можно достаточно эффективно управлять параметрами антенн-облучателей в рабочем диапазоне частот волновода.

Список литературы: 1. Вайнштейн Л. А. Дифракция электромагнитных и звуковых волн на открытом конце волновода. М., 1953. 204 с. 2. Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н. Антенны УКВ. М., 1977. 384 с. 3. Петленко В. А., Нестеренко М. В. Распределение тока и резонанс стержневых проводников в прямоугольном волноводе // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. 27, № 3. С. 356—362. 4. Нестеренко М. В., Петленко В. А. Распределение тока и резонансные частоты тонких импедансных вибраторов в прямоугольном волноводе // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1988. 31, № 2. С. 80—82.

Поступила в редколлегию 03.02.88

SUMMARY

It is shown that with a thin post it is possible to improve considerably the matching of the open end of the rectangular waveguide with the free space, while the utilization of the corrugated post effects an amplification of the matching band.

УДК 621.396.677

Ю. М. ПЕНКИН, Л. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук

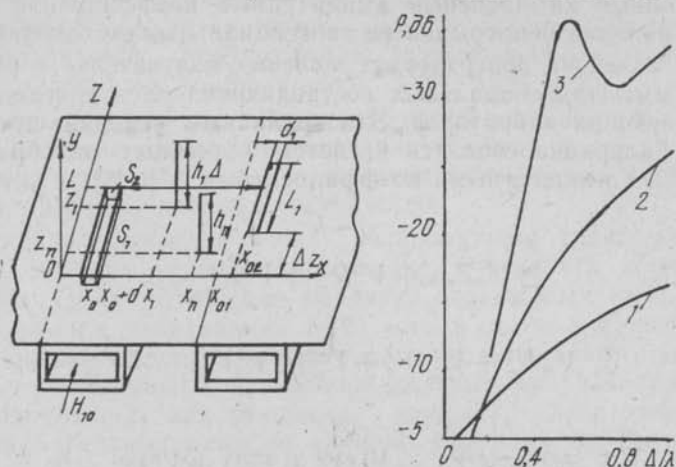
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ УВЕЛИЧЕНИЯ РАЗВЯЗКИ МЕЖДУ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ С ПОМОЩЬЮ РАССЕИВАЮЩИХ ВИБРАТОРОВ

В ряде работ советских и зарубежных авторов, например [1—4], исследованы различные аспекты взаимной электромагнитной связи щелевых и вибраторных излучателей. В [1] приведены интегрального вида формулы и результаты расчетов коэффициентов связи взаимно ортогональных синусоидальных магнитного и электрического токов. Работа [2] посвящена изучению направленных свойств модифицированного излучателя в виде щели с заданным на ней напряжением и двух рассеивающих вертикальных вибраторов. В [3] рассмотрена взаимная связь между такими модифицированными излучателями, известными как излучатели Клэвина. В работе [4] исследованы как внешние, так и внутренние электродинамические характеристики волноводных вибраторно-щелевых излучателей указанного типа.

Рассеивающие вибраторы расположены над бесконечной идеально проводящей плоскостью и совпадают с плоскостью расположения щелевых излучателей.

Рассмотрим два параллельно расположенных волновода, широкие стенки которых находятся в одной плоскости. Свяжем с волно-

водами систему координат, как показано на рисунке, а. В общем случае рассматриваем волноводы с произвольными размерами их поперечных сечений. Пусть в широких стенках волноводов прорезаны узкие продольные (относительно осей волноводов) щели



длиной L и L_1 , шириной d и d_1 соответственно на расстояниях x_0 и x_{02} от начала координат, излучающие в ограниченное идеальное проводящей плоскостью полупространство. Щелевые излучатели могут быть сдвинуты относительно друг друга вдоль оси z на расстояние Δz . Над плоскостью xz расположим N вертикальных вибраторов (каждый радиусом ρ_n и высотой h_n), имеющих с ней электрический контакт в точках с координатами $(x_n; z_n)$ и их окрестностях радиусов ρ_n . Здесь n — порядковый номер вибратора. Пусть один из волноводов возбуждается волной типа H_{10} , распространяющейся вдоль оси z . Найдем коэффициенты матрицы рассеяния щелевого излучателя в этом волноводе и амплитуды волн, возбуждаемых второй щелью в другом волноводном тракте.

Задачу решаем в приближении аппроксимаций распределений электрических полей вдоль щелевых излучателей половиной, а электрических токов вдоль вибраторов — четвертью периода синусоиды. Использование таких аппроксимаций оказывается оправданным, когда длина щели соизмерима с половиной длины волны λ , а высоты вибраторов не превосходят $0,55 \lambda$ (λ — длина волны в свободном пространстве). Вариациями магнитных токов поперек щелей и электрических по периферии вибраторов пренебрегаем ввиду узости щелей ($d \ll L$, $d_1 \ll L_1$) и тонкости вибраторов ($\rho_n \ll h$, $\rho_n \ll \lambda$). Учитываем, что стенки волноводов не бесконечно тонкие, а имеют конечную толщину. Поэтому полости щелевых излучателей рассматриваем как прямоугольные резонаторы, по граням которых, обращенных к внутренним областям волноводов (S_1) и полупространству (S_2), распределены синусоидальные магнитные

токи с комплексными амплитудами V_1^1 и V_2^1 — на первой щели, V_1^2 и V_2^2 — на второй щели. Амплитуды электрических токов на вибраторах обозначим V_n^a .

Указанные комплексные амплитудные коэффициенты определяем из условий непрерывности тангенциальных составляющих магнитных полей на поверхностях щелевых излучателей и равенства нулю суммы тангенциальных составляющих электрических полей на образующих вибраторов. Эти граничные условия путем процедуры Галеркина сводятся к системе линейных алгебраических уравнений с неизвестными коэффициентами $V_1^1, V_2^1, V_1^2, V_2^2$ и V_n^a :

$$\sum_{n=1}^N V_n Z_{mn} + V_2^2 R_m^2 + V_2^1 R_m^1 = 0;$$

$$\sum_{n=1}^N V_n H_n^2 + V_2^2 (Y_2^e + Y_{22}^{p2}) + V_2^1 Y_{12}^e + V_1^1 Y_{12}^{p2} = 0;$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N V_n H_n^1 + V_2^2 Y_{21}^e + V_2^1 (Y_1^e + Y_{22}^{p1}) + V_1^1 Y_{12}^{p1} &= 0; \\ V_2^2 Y_{21}^{p2} + V_2^1 (Y_2^i + Y_{11}^{p2}) &= 0; V_2^1 Y_{21}^{p1} + V_1^1 (Y_1^i + Y_{11}^{p1}) &= 0; \end{aligned} \quad (1)$$

$m=1, 2, \dots, N$.

Здесь $Y_{1(2)}^e, Y_{1(2)}^i$ — соответственно внешние и внутренние проводимости щелей в первом и втором волноводах; F_1 — магнитодвижущая сила на щели в первом волноводе. Выражения для $Y_{1(2)}^e, Y_{1(2)}^i, F_1$ известны [5]. Выражения для собственных $Y_{11}^{p(2)}, Y_{22}^{p(2)}$ и взаимных $Y_{12}^{p(2)}, Y_{21}^{p(2)}$ проводимостей щели в резонаторах приведены в [6]. Отметим, что в нашем случае $Y_{11}^{p(2)} = Y_{22}^{p(2)}, Y_{12}^{p(2)} = Y_{21}^{p(2)}$.

Матричные коэффициенты Z_{mn} имеют смысл собственных ($m=n$) и взаимных ($m \neq n$) сопротивления вибраторов [4]. Они находятся путем численного интегрирования в приближении «линеаризованного» ядра, используемого в решении задач для тонкопроволочных антенн. В случае вибраторов одинакового радиуса $Z_{mn} = Z_{nm}$. Взаимная проводимость щелей по внешнему пространству $Y_{12(21)}^e$ также находится путем численного интегрирования. Отметим, что $Y_{12}^e = Y_{21}^e$.

Безразмерные коэффициенты взаимной связи щелей и вибраторов $R_m^{1(2)}, H_n^{1(2)}$ подобны исследованным в [1, с. 268]. В отличие от [1], при определении $R_m^{1(2)}, H_n^{1(2)}$ интегрированием поперек щели мы не пренебрегали. В общем случае значения $R_m^{1(2)}$ и $H_m^{1(2)}$ не равны друг другу. Однако при $\rho \ll \lambda$ для расстояний между вибратором и кромкой щели, соизмеримых с длиной волны и больших ее, можно считать, что $R_m^{1(2)} \approx H_m^{1(2)}$.

Для улучшения численной алгоритмизации задачи целесообразно уменьшить количество неизвестных, определяемых при решении системы линейных алгебраических уравнений. Для этого в двух последних уравнениях системы (1) необходимо выразить $V_1^{(2)}$ через $V_2^{(2)}$ и подставить в соответствующие уравнения системы. При этом исключается необходимость формирования разреженной матрицы. Определив коэффициенты $V_1^{(2)}$, $V_2^{(2)}$ и V_n^a из решения системы (1) можно найти электромагнитные поля в любом из рассматриваемых электродинамических объемов, а следовательно, и функционально связанные с ними коэффициенты матриц рассеяния волноводно-щелевых излучателей.

Величину развязки P между волноводными трактами, содержащими щелевые излучатели, можно определить несколькими способами: 1) как отношение амплитуд отраженных (т. е. распространяющихся в направлении $z < 0$) волн в одном и другом волноводе; 2) как отношение мощности поля, возбужденного во втором волноводе, к мощности, излученной щелевым излучателем из первого волновода; 3) как отношение амплитуд пространственных гармоник магнитных токов на внешних поверхностях щелевых излучателей.

Поскольку величина возбуждаемой щелью мощности и в волноводе и в свободном полупространстве зависит от внутренних геометрических параметров (смещение щели, ее ширина, длина, толщина стенок волноводов), то в нашем случае для оценки влияния рассеивающих вибраторов на развязку между щелевыми антеннами целесообразно использовать последний способ определения ее величины: $P = 10 \lg (|V_2^2|/|V_1^2|)$ [дБ].

Расчеты проведены для случая узких продольных щелей длиной $L = L_1 = 16$ мм и шириной $d = d_1 = 1,5$ мм, прорезанных в широких стенках идентичных прямоугольных волноводов стандартного сечения 23×10 мм на расстояниях $x_0 = 22,5$ мм и $x'_0 = 1$ мм ($x'_0 = x_{02} - x_{01}$) от их внешних краев. Толщина стенок волноводов при этом полагалась равной 1 мм. Исследованы величина развязки между волноводно-щелевыми излучателями, коэффициенты матрицы рассеяния щели в первом волноводе и амплитуды волн, возбуждаемых второй щелью в другом волноводном тракте, а также величина переносимой ими мощности от геометрии системы как при наличии, так и в случае отсутствия рассеивающих вибраторов.

На рисунке, поз. б сплошной кривой 1 представлена зависимость величины P от расстояния между щелями $\Delta = x_{02} - x_0 - d$. При этом щели полагались не смещенными друг относительно друга вдоль оси z ($\Delta z = 0$), а длина волны $\lambda = 31,5$ мм. Для сравнения на этом же рисунке приведены аналогичные зависимости при взаимодействии щелевых излучателей с рассеивающими вибраторами. Кривая 2 соответствует случаю одного вибратора высотой $h_1 \approx 0,25 \lambda$ и радиуса $\rho_1 = 0,01 \lambda$, расположенного в точке с координатами $z_1 = L_1/2$ и $x_1 = x_{02} - 2,0$, кривая 3 — случаю двух идентичных

таких же вибраторов, расположенных в точках с координатами $(x_{02} = -2,0; L_1/2)$ — первый и $(x_1 + d + 2,0; L/2)$ — второй.

Как следует из анализа представленных зависимостей, рассеивающие вибраторы существенно улучшают развязку между волноводно-щелевыми излучателями для расстояний между ними, больших $0,4\lambda$. Так, при $\Delta = \lambda$ наличие одного четвертьволнового рассеивающего вибратора уменьшает величину практически на 10 дБ, а двух вибраторов — на 18 дБ. Вследствие взаимодействия вибраторов между собой зависимость P от Δ (кривая 3) имеет участки немоногоного изменения функции, в отличие от монотонных зависимостей, представленных кривыми 1 и 2.

В случае смещенных вдоль оси z относительно друг друга щелевых излучателей ($\Delta z > 0$) так же удастся с помощью рассеивающих вибраторов существенно увеличить развязку между ними. Однако в этом случае вибраторы располагаются не на поперечных осях щелевых излучателей, а смещены вдоль оси z в направлении к соседней щели.

Отметим, что вибраторно-щелевая система, результаты расчетов для которой представлены на рисунке, б, в случае двух рассеивающих вибраторов характеризуется достаточно большой широкополосностью. Так, величина развязки между щелевыми излучателями сохраняется практически неизменной в диапазоне длин волн $\pm 10\%$ от среднего в рабочем диапазоне волновода значения длины волны 32 мм.

Приведенные результаты подтверждают возможность существенного увеличения развязки между волноводно-щелевыми излучателями с помощью рассеивающих вертикальных вибраторов.

Список литературы: 1. Антенны и устройства СВЧ/Под ред. Д. Н. Вознесенского. М., 1972. 318 с. 2. *Papiers A. B., Sanzgiri S. M., Laxpati S. R.*, Analysis of antenna structure with equal E and H plan patters//Proc. IEE, 124, Jan. 1977. P. 25—30. 3. *Elliot R. S.* On thre mutnal admittance between Clavin elements// IEE Trans. Antennas Propagat, Nov. 1980. AP.-28. P. 864—870. 4. *Пенкин Ю. М., Семенихин В. А., Яцук Л. П.* Исследование внутренних и внешних характеристик излучателей типа излучателя Клэвина//Радиотехника. 1987. Вып. 83. С. 3—10. 5. *Лященко В. А., Яцук Л. П., Булгаков А. А.* Распределение поля в волноводно-щелевых излучателях//Вестн. Харьк. политехн. ин-та. 1976. № 138: Радиофизика и электроника. Вып. 5. С. 44—49. 6. *Яцук Л. П., Катрич В. А.* Учет конечной толщины стенки волновода при расчете параметров крестообразной щели// Вестн. Харьк. гос. ун-та, 1975. № 130: Радиофизика и электроника. Вып. 4. С. 52—56.

Поступила в редакцию 15.01.88

SUMMARY

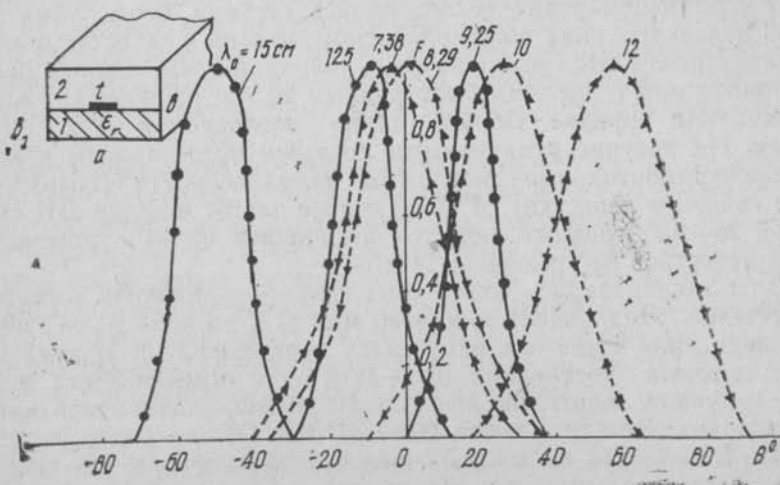
The problem of electromagnetic coupling between two longitudinal slots in broad face's of finite thickness of the rectangular waveguide's and vertical parasitic monopoles, located over the infinite ideally conducting plane, coinciding with the plane of the slots, is solved by the Galyorkin's method. Trigonometric approximation of magnetic current's along the slots and electric ones along monopoles is used. It is shown, that parasitic monopoles can essentially increase decoupling between slot oscillator's.

В. А. ЛЯЩЕНКО, канд. физ.-мат. наук, А. Я. ПЧЕЛЬНИКОВ,
И. О. НИКОЛОВ

МАЛОГАБАРИТНЫЕ ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ НА ЭКРАНИРОВАННЫХ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЯХ

Простота конструкции, возможность автоматизации процесса производства, малый вес, небольшие габариты — основные достоинства полосковых линий и антенн, выполненных на их основе. Широко применяются экранированные полосковые линии, так как они не имеют потерь на излучение, не подвержены внешнему влиянию полей и проводников [1, 2]. В данной работе в качестве фидера, питающего многоэлементную щелевую антенну, использовалась экранированная полосковая линия с частичным диэлектрическим заполнением. Выбором поперечных размеров линии и параметров диэлектрика можно получить необходимую дисперсию и определенную структуру электромагнитного поля. Длина электромагнитной волны λ_g , распространяющейся в подобной линии, и поперечный размер линии a могут быть меньше длины волны λ_0 в свободном пространстве. Следовательно, расстояние между щелями (продольными или поперечными), прорезанными в экране, оказывается порядка $\lambda_0/2$, и диаграмма направленности многоэлементной антенны, в том числе и двумерной решетки, будет однолепестковой как в плоскости, совпадающей с осью антенны, так и в ортогональной плоскости.

Чтобы определить основные характеристики одиночного излучателя, а затем рассчитать многоэлементную щелевую антенну, нужно найти внутреннюю проводимость (собственную и взаимную)



щелей. Для этого необходимо знать собственные функции и собственные числа полосковой линии, поперечное сечение которой представлено на рисунке. В настоящее время аналитическое решение такой задачи далеко до завершения. Поэтому в данной работе проведены экспериментальные исследования параметров одиночных излучателей (продольных и поперечных щелей) и изучены направленные свойства многоэлементных линейных антенн.

Измерения параметров щелей проводились с помощью коаксиальной и волноводной измерительной аппаратуры соответствующих диапазонов. Предварительно был проведен расчет волнового сопротивления экранированной полосковой линии в зависимости от ширины полосы и толщины диэлектрического слоя. Исследуемая нами линия, сопротивление которой было 50 Ом, имела следующие размеры: $a=23$ мм, $b=10$ мм, $b_1=3,8$ мм, $t=3,3$ мм, диэлектрическая проницаемость диэлектрика $\epsilon=7$, $\text{tg } \delta=10^{-4}$.

Были измерены дисперсионные характеристики такой линии. Эксперимент показал, что высшие типы возникают при $\lambda_0 < 6$ см. Поэтому дальнейшие исследования проводились в диапазоне длин волн от 6 см до 15 см. Во всем этом диапазоне замедление волны в экранированной линии было ~ 2 . Минимальное значение коэффициента стоячей волны было равным 1,2. На отдельных частотах величина $K_{\text{ст}}U$ составляла 2,5. При прорезании системы щелей $K_{\text{ст}}U$ увеличился незначительно, а его максимальное значение во всем диапазоне частот не превышало 2,7.

В экране прорезались одиночные продольные щели, длина которых l изменялась от 15 мм до 30 мм, ширина щели выбиралась равной 1,5 и 3 мм. Излучали щели, прорезанные в экране, прилегающем к области с диэлектриком. Наибольшее излучение (коэффициент излучения был равен 0,3) имело место из щели, длина которой была равна $0,55 \lambda_g$, а ширина — 1,5 мм.

На следующем этапе исследовалась система продольных щелей. С целью создания широкополосной антенны в качестве отдельного излучателя была выбрана щель шириной 3 мм, длиной 25 мм. Расстояние между щелями было равным 20 мм, располагались они в шахматном порядке. Общая длина исследуемой антенны — 145 мм. На рисунке пунктирными кривыми представлены некоторые экспериментальные диаграммы направленности (только области главного лепестка). В 45 % полосе частот ширина ДН была равной $26-33^\circ$, главный лепесток отклонялся на 44° , уровень боковых лепестков не превышал 14 дБ.

Далее исследовались поперечные щели — одиночная и система излучателей. Щель имела длину 20 мм, т. е. во всем исследуемом диапазоне длин волн она оставалась нерезонансной. Излучатели, длина которых составляла $0,22-0,13 \lambda_g$, а ширина была равна 3 мм, излучали достаточно эффективно. В многоэлементной антенне расстояние между щелями было 5,3 мм. Общая длина антенны 273 мм. При $\lambda_0=11$ см щели возбуждались синфазно. На рисунке приведены диаграммы направленности (области главного лепест-

ка) исследуемой антенны, сплошные кривые. Видно, что в широкой полосе длин волн (44 %) ДН остается однолучевой, ширина ее по уровню 0,5 равна 17 ... 22°, максимальное значение бокового излучения составляет 13,5 дБ.

Таким образом, проведенные исследования показали возможность создания малогабаритной широкополосной антенны в виде системы продольных (или поперечных) щелей, прорезанных в экранные полосковой линии с частичным диэлектрическим заполнением.

Список литературы: 1. Гальченко И. А., Михалевский В. С., Сияевский Г. П. Волноводы сложных сечений и полосковые линии, Изд. Ростов. ун-та, 1978. 174 с. 2. Панченко Б. А., Нефедов Е. И. Микрополосковые антенны, М., 1986. 144 с.

Поступила в редколлегию 12.01.88

SUMMARY

Some experimental results on longitudinal and transverse slot arrays in the ground plane of shielded microstrip lines are reported. The possibility of the receipt of the effective radiation from the longitudinal slot by selection dimensions and permittivity values of the microstrip line is demonstrated. The possibility of the construction of the small dimension antennas that worked in 40 % frequency region is investigated.

УДК 519.682.2

В. И. АЛЕШИН

АВТОМАТИЧЕСКОЕ ПРОГРАММИРОВАНИЕ АНАЛИТИЧЕСКИХ ВЫРАЖЕНИЙ

При численном решении задач электродинамики часто приходится иметь дело с громоздкими аналитическими выражениями, что затрудняет как проектирование программ, так и подготовку их к выполнению на ЭВМ*. Кроме того, процесс проектирования больших программ сопровождается значительным количеством ошибок, выявление которых представляет собой трудоемкий и дорогостоящий процесс.

Для уменьшения времени, затрачиваемого на проектирование и отладку программ, а также для повышения их надежности предназначен пакет автоматического программирования аналитических выражений — АПФ, разработанный автором. Иллюстрацией работы АПФ может служить следующая абстрактная задача.

Необходимо вычислить значение функции одной переменной, $F(x)$, неявно зависящую от параметров α , β и γ и заданную в виде $F(x) = G_1(x) + G_2(x) \exp(G_3(x))$, где G_1 , G_2 , G_3 — функции, аналитические выражения для которых имеют вид

$$G_1(x) = \varphi(x) + \alpha;$$

* Вычислительные методы в электродинамике/Под ред. Р. Митры. М., 1977. 120 с.

$$G_2(x) = \psi(x) + \varphi(x) \cos \gamma + \beta;$$

$$G_3(x) = \varphi(x) + G_1(x) + \psi(x) G_2(x).$$

В свою очередь, функции $\varphi(x)$ и $\psi(x)$ представляются в виде $\varphi(x) = \gamma \sin x + x \cos \gamma$; $\psi(x) = \gamma \cos + x \sin^2 x$, где x — аргумент, а α , β и γ — параметры задачи.

Исходной информацией для программы АПФ служит 1) библиотека АПФ (БАПФ), в которой в форме, близкой к общепринятой, символами ФОРТРАН-4 записаны аналитические выражения задачи; 2) исходный текст программы, в которой используется значение функции, подлежащей расчету. Для приведенной абстрактной задачи БАПФ имеет следующий вид:

$$F(X) = G1(X) + G2(X) * EXP(G3(X)); \quad G1(X) = F1(X) + ALFA;$$

$$G2(X) = PS1(X) + F1(X) * \cos(GAMMA) + BETA;$$

$$G3(X) = F1(X) + G1(X) + PS1(X) * G2(X);$$

$$F1(X) = GAMMA * SIN(X) + X * \cos(GAMMA);$$

$$PS1(X) = GAMMA * \cos(X) + X * SIN(X) ** 2.$$

Ниже приведен фрагмент программы, в которой происходит обращение к подпрограмме, сгенерированной АПФ:

```
...
CALL APF000 (ALFA, BETA, GAMMA, F, X).
```

Результатом работы программы АПФ будет следующий текст подпрограммы на языке ФОРТРАН-4:

```
SUBROUTINE APF000 (R1, R2, R3, S4, R5)
IMPLICIT REAL*4 (R, S), COMPLEX*8 (C, D)
```

R22=cos(R3)	R17=R12*R22
R20=R5*R22	R16=R21
R24=SIN(R5)	R7=R9
R27=COS(R5)	R13=R16+R17+R2
R19=R3*R24	R10=R13
R28=R24**2	R23=R16*R10
R25=R3*R27	R18=R12+R7+R23
R15=R19+R20	R14=R18
R26=R5*R28	R11=EXP(R14)
R12=R15	S4=R7+R10*R11
R21=R25+R26	RETURN
R9=R12+R1	END

Существенным достоинством АПФ является то, что подпрограмма, сгенерированная АПФ, является наилучшей в смысле быстройдействия.

С помощью пакета АПФ был создан комплекс программ для обьсчета задачи о резонансном рассеянии электромагнитной волны на сферическом включении в слонстой среде. Программы содержат около 4000 операторов, из них порядка 95 % операторов получено автоматически с помощью пакета АПФ.

Поступила в редколлегшю 14.01.86

SUMMARY

Development and application experience of program APF for the automatization of program design allowing to decrease its cost price and raise reliability in the numerical investigation of electrodynamic problems are reported. Program solution for an illustrative problem is brought, and elliciency of the proposed program is discussed.

УДК 681.3.06

И. Г. ФИЛИППЕНКО, д-р техн. наук,
Н. М. КОЛЕСНИКОВА, В. П. ФИЛИППОВИЧ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ ДИСКРЕТНОЙ УПРАВЛЯЕМОЙ СИСТЕМОЙ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩЕЕ РАВНОМЕРНОЕ ПОЯВЛЕНИЕ «ВАЖНЫХ СОБЫТИЙ» В СИСТЕМЕ

Множество дискретных управляемых обьектов, входящих в дискретную систему, разбито на n подмножеств таким образом, что каждое подмножество состоит из q элементов, объединение всех подмножеств равно множеству обьектов, а пересечение всех подмножеств равно нулю.

Начальное состояние системы описывается множеством векторов $X(0) = \{X_1(0), X_2(0), \dots, X_i(0), \dots, X_n(0)\}$, где $X_i(0)^{-1} = \|X_{i1}(0), X_{i2}(0), \dots, X_{ij}(0), \dots, X_{iq}(0)\|$; $X_{ij}(0)$ — координата фазового состояния обьекта и m управляющими воздействиями $U_1, U_2, \dots, U_e, \dots, U_m$, где $m \leq n$.

Поведение системы определяется выбором управления $U(KT)$ для $X_i(KT) = X_i[(K-1)T] + U(KT)$, где $K = \overline{1, N}$; T — временной интервал; $U(KT)$ — кусочно-постоянная функция, выбираемая из заданного множества. Как только координаты фазовых состояний обьектов достигают значения X_{\max} , в системе происходят «важные события», координаты фазовых состояний соответствующих обьектов становятся равными нулю. Задача заключается в том, чтобы, зная начальное состояние системы $X(0)$, выбрать такое допустимое управление $U(T), U(2T), \dots, U(NT)$, которое обеспечит равномерное появление «важных событий» в системе.

«Важные события» будут появляться равномерно, если координаты фазовых состояний равноотстоят друг от друга.

Критерий эффективности зададим следующим образом:

$$J = \sum_{K=1}^N \left[\sum_{i=1}^{nq-2} \|x_{i+1}(KT) - x_i(KT)\| - \|x_{i+2}(KT) - x_{i+1}(KT)\| \right],$$

где $x_i(KT)$ — координата фазового состояния объекта, взятая из упорядоченной по возрастанию последовательности координат фазовых состояний объектов.

Составим вектор $Z(0)$, состоящий из $n \cdot q$ элементов

$$Z(0)^{-1} = \|Z_1(0), Z_2(0), \dots, Z_q(0), Z_{q+1}(0), \dots, Z_{iq}(0), \dots, Z_{nq}(0)\|,$$

таким образом, что

$$Z_1(0) = X_{11}(0);$$

$$Z_2(0) = X_{12}(0);$$

$$\dots$$

$$Z_q(0) = X_{1q}(0);$$

$$Z_{q+1}(0) = X_{21}(0);$$

$$\dots$$

$$Z_{2q}(0) = X_{2q}(0);$$

$$\dots$$

$$Z_{iq}(0) = X_{iq}(0);$$

$$\dots$$

$$Z_{nq}(0) = X_{nq}(0).$$

Если число управляющих параметров меньше числа подмножеств, на которые разбито множество дискретных управляемых объектов (т. е. $m < n$), то введем в пространство переменных U_1, U_2, \dots, U_m нулевые элементы таким образом, чтобы число управляющих параметров стало равно n : $U_1, U_2, \dots, U_m, 0, \dots, 0$.

Множество управляющих параметров составляет мультимножество. Составим все возможные перестановки данного мультимножества. Получим множество управляющих точек: $W(KT) = \{U_1(KT), U_2(KT), \dots, U_\zeta(KT), \dots, U_\mu(KT)\}$, где μ — число всех возможных перестановок мультимножества.

Для каждой управляющей точки $U_\zeta(KT)$ составим вектор $V_\zeta(KT)^{-1} = \|V_{\zeta 1}(KT), V_{\zeta 2}(KT), \dots, V_{\zeta i}(KT), \dots, V_{\zeta n \cdot q}(KT)\|$ таким образом, что

$$V_{\zeta 1}(KT) = U_{\zeta 1}(KT);$$

$$V_{\zeta 2}(KT) = U_{\zeta 2}(KT);$$

$$\dots$$

$$V_{\zeta q}(KT) = U_{\zeta 1}(KT);$$

$$V_{\zeta(q+1)}(KT) = U_{\zeta 2}(KT);$$

$$\dots$$

$$V_{\zeta[(n-1)q+1]}(KT) = U_{\zeta n}(KT);$$

$$V_{\zeta[(n-1)q+2]}(KT) = U_{\zeta n}(KT);$$

$$V_{\zeta nq}(KT) = U_{\zeta n}(KT).$$

Согласно выбранному управлению найдем множество фазовых состояний в момент времени KT :

$$Z_1(KT) = Z[(K-1)T] + V_1(KT);$$

$$Z_2(KT) = Z[(K-1)T] + V_2(KT);$$

...

$$Z_{\zeta}(KT) = Z[(K-1)T] + V_{\zeta}(KT);$$

...

$$Z_{\mu}(KT) = Z[(K-1)T] + V_{\mu}(KT).$$

Упорядочим координаты всех фазовых состояний $Z_{\zeta}(KT)$ в порядке возрастания. Получим множество фазовых состояний $\bar{Z}(KT) = \{\bar{Z}_1(KT), \bar{Z}_2(KT), \dots, \bar{Z}_{\zeta}(KT), \dots, \bar{Z}_{\mu}(KT)\}$.

Введем критерий $F_{\zeta}(KT)$ равноотстояния друг от друга двух соседних координат фазового состояния, который обеспечивает минимальное значение критерия I , в виде

$$F_{\zeta}(KT) = \frac{\left[\sum_{i=1}^{nq-1} |\Delta\rho - |\bar{Z}_{\zeta}(KT)_{i+1} - \bar{Z}_{\zeta}(KT)_i|| + |\Delta\rho - \|X_{\max} - \bar{Z}_{\zeta}(KT)_{nq} - \bar{Z}_{\zeta}(KT)_1|| \right]}{nq},$$

где $\Delta\rho = \frac{X_{\max}}{nq}$; $\bar{Z}_{\zeta}(KT)_i$ — координата фазового состояния, взятая из упорядоченной по возрастанию последовательности $\bar{Z}_{\zeta}(KT)$, $K = \overline{1, N}$. Получим множество $F(KT) = \{F_1(KT), F_2(KT), \dots, F_{\zeta}(KT), \dots, F_{\mu}(KT)\}$.

Выбираем минимальный элемент множества $F(KT)$, которому однозначно соответствует управление $U_{\zeta}(KT)$, удовлетворяющее выбранному критерию эффективности.

Если $F_i(KT)$ — минимальный элемент множества $F(KT)$ и существует $F_i(KT)$ (где $F_i(KT)$ также элемент множества $F(KT)$) такой, что $F_i(KT) = F_j(KT)$, то необходимо задаться следующей стратегией выбора конкретного минимального элемента множества $F(KT)$. С этой целью анализируются разности между максимальными и минимальными элементами фазовых состояний $\bar{Z}_i(KT)$ и $\bar{Z}_j(KT)$. Пусть $\bar{Z}_i(KT)_{\max}$, $\bar{Z}_i(KT)_{\min}$ — максимальная и минимальная координаты фазового состояния $\bar{Z}_i(KT)$, а $\bar{Z}_j(KT)_{\max}$, $\bar{Z}_j(KT)_{\min}$ — максимальная и минимальная координаты фазового состояния $\bar{Z}_j(KT)$. Если $|X_{\max} - \Delta\rho - (\bar{Z}_i(KT)_{\max} - \bar{Z}_i(KT)_{\min})| > |X_{\max} - \Delta\rho - (\bar{Z}_j(KT)_{\max} - \bar{Z}_j(KT)_{\min})|$ и в качестве мини-

мального элемента множества $F(KT)$ выбирается $F_i(KT)$, то эта стратегия приведет к увеличению равноотстоящих координат фазового состояния, а если выбирается $F_i(KT)$, то наоборот. Выбранному $F_i(KT)$ однозначно соответствует управление $U_i(KT)$.

Повторяем процедуру выбора оптимального управления для всех значений (KT) по описанному алгоритму.

Список литературы: 1. Болтянский В. Г. Оптимальное управление дискретными системами. М., 1973. 446 с. 2. Сергиенко И. В., Лебедева Т. Т., Рошин В. А. Приближенные методы решения дискретных задач оптимизации. К., 1980. 275 с. 3. Сачков В. Н. Введение в комбинаторные методы дискретной математики. М., 1982. 382 с.

Поступила в редколлегию 20.12.88

SUMMARY

Algorithm of optimum control, secured by even appearance of the «important events» in discrete system is shown.

УДК 681.518.5

В. С. ХАРЧЕНКО, канд. техн. наук, Г. Н. ТИМОНЬКИН,
канд. техн. наук, В. А. ШУМИЛКИН

МОДЕЛИ И АЛГОРИТМЫ АНАЛИЗА СБОЕВ В РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ

Эффективность использования радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) в значительной степени зависит от показателей ее системы контроля, в частности вероятностей ошибок первого и второго рода.

Основными причинами возникновения ошибок контроля являются наличие отказов в контролируемой аппаратуре, которые не обнаруживаются средствами контроля, а также неправильная идентификация работоспособного состояния. Особое значение в настоящее время в работе по повышению эффективности использования РЭА приобретает качественный контроль перемежающихся отказов, доля которых во всем потоке отказов составляет примерно $80 \div 90\%$ [1—3], а также правильная идентификация состояния этой аппаратуры на основе анализа сигналов ошибок за минимальное время ее отключения от решения «полезных» задач. Актуальность этой задачи возрастает в связи с повышением степени интеграции элементов, которая приводит к сокращению интенсивности устойчивых и дальнейшему увеличению доли перемежающихся отказов [4].

Целью настоящей работы является разработка моделей и алгоритмов анализа последовательностей ошибок, являющихся следствием сбоев РЭА, позволяющих минимизировать вероятность неправильной идентификации ее технического состояния, а также определять момент времени, в который аппаратура переключается

с режима контроля в режим решения «полезных» задач или режим диагностирования и дальнейшего восстановления.

Введем некоторые понятия. Интервалом наблюдения T_n назовем заданный отрезок времени, отсчет которого начинается с появлением первого сигнала ошибки; в течение интервала наблюдения осуществляется подсчет сигналов ошибок.

Под интервалом безопасности T_b будем понимать заданный отрезок времени, отсчет которого начинается с появлением каждого сигнала ошибки.

При появлении сигнала ошибки в работе РЭА соответствующие технические средства осуществляют подсчет сигналов ошибок за интервал наблюдения T_n , и если их количество K больше заданного K_s , то состояние контролируемой РЭА идентифицируется как неработоспособное и она отключается для проведения диагностических и восстановительных работ. Если $K < K_s$, контролируемая РЭА, считается работоспособной и включается для работы по назначению. При этом анализируется интервал времени t_T с момента последнего сигнала ошибки до конца интервала наблюдения. Если величина $t_T > T_b$, то с окончанием интервала наблюдения контролируемая РЭА включается для дальнейшего выполнения своих функций, в противном случае после окончания интервала наблюдения он продлевается на $t = T_b - t_T$. Если за это время не поступит сигнал ошибки, РЭА считается работоспособной. При появлении сигнала ошибки интервал $T_n + t$ продлевается на величину T_b . Если за время T_b не поступит сигнал ошибки, то РЭА считается работоспособной, в противном случае интервал $T_n + t + T_b$ продлевается на величину T_b , и так продолжается до тех пор, пока не выполнится условие $T_n + t + ST_b < 2T_n$, где $S = 1, 2, 3 \dots$

Следует отметить, что при появлении L подряд сигналов ошибок за время T_n контролируемая РЭА должна сразу идентифицироваться как неработоспособная и отключаться. При возникновении сбоев, вызывающих пачки ошибок, например вследствие помех [5], описанный алгоритм можно применять и в отношении пачек. Конкретные величины T_n , T_b , K_s , L должны задаваться ис-

№ № п/п	Вид последовательности сбоев	Условие выдачи заключения о неработоспособности объекта, ω	Время включения РЭА в решение «полезных» задач, $t_{вкл}$
1	Сигналы ошибок идут произвольно только в интервале T_n	$\omega = (l > L) v \left[\left(\sum_{i=1}^n K_i > K_s \right) \& (t_k \leq T) \right]$	$t_{вкл} = \max \{ t_{10ш} + T_n t_{посл.ош} + T_b \}$
2	Сигналы ошибок идут пачками	$\omega = (l > L) v [(p > p_k) \& (t_p \leq T_n)]$	$t_{вкл} = t_{10ш} + T_n$
3	Сигналы ошибок продолжают и после окончания интервала T_n	$\omega = (l > L) v (t_{посл.ош} + ST_b \geq 2T_n)$	$t_{вкл} = T_{посл.ош} + T_b$

ходя из анализа причин и вызванных ими последовательностей сбоев, а также характеристик и целевого назначения контролируемой РЭА.

Предикаты, описывающие условия выдачи заключения о работоспособности объекта и выражения для времени включения контролируемой РЭА в решение «полезных» задач для различных видов последовательностей сигналов ошибок, представленных в таблице, где l — количество подряд идущих сигналов ошибок за интервал T_n ; K_i — количество произвольно идущих сигналов ошибок за интервал T_n ; $t_{10ш}$ — время появления первой ошибки; $t_{посл. ош}$ — время появления последней ошибки в интервале T_n ; p — количество пачек ошибок за интервал T_n ; $p_{кр}$ — предельно допустимое количество пачек ошибок за интервал T_n .

Предложенный способ позволяет повысить эффективность использования РЭА, так как снижается вероятность ошибок контроля первого и второго рода, а следовательно, уменьшается количество ситуаций, в которых работоспособный объект идентифицируется как неработоспособный. При этом сокращается время отключения РЭА от решения «полезных» задач и переход на диагностические процедуры при работоспособном ее состоянии.

Список литературы: 1. Минасян А. Е., Кучурия К. А., Шагинян А. А. Комплексная система прогнозирования отказов ЭВМ ЕС-1046//Вопр. радиоэлектроники. Серия ЭВТ. 1984. Вып. 6. С. 71—75. 2. Glasser R. E., Masson G. M. Transient upsets in microprocessor Controllers//Digest FTCS-II, 11th Annu Fault-Tolerant Comput. Sump., Portland. 1981. P. 165—167. 3. Suggestion for test development — Circuits Manufactures. 1981. 21, N 1. P. 34—36. 4. Согонов В. М. Применение автоматизированного контрольно-испытательного оборудования при эксплуатации военной РЭА/Радиоэлектроника за рубежом. 1983. № 24. С. 26—34. 5. Гурвич И. С. Защита ЭВМ от внешних помех. М., 1982. 224 с.

Поступила в редколлегию 13.01.86

SUMMARY

Concepts of observation interval and safety intervals are derived. On their basis models of rejections of radioelectronic equipment are obtained. Logical expressions allowing to identify stable resections in different situations and to define moments of switching on the equipment are given.

УДК 681

А. М. ПОПОВ, Н. Д. ЖОЛОНДКОВСКИЙ, канд. физ.-мат. наук

ГЕНЕРАТОР ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСОВ МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

В последнее время высоковольтная импульсная техника все шире применяется для исследования воздействия коротких импульсов больших токов и напряжений на различные материалы, в том числе полупроводниковые материалы [1—4].

Для этой цели часто требуются генераторы, обеспечивающие импульсы длительности единиц микросекунд с амплитудой порядка единиц киловольт, токами в импульсе 100 А. Потребляемая мощность таких генераторов составляет обычно сотни ватт [5]. С учетом такой большой мощности в импульсе чаще всего используются разрядные схемы с частичным разрядом накопительной емкости.

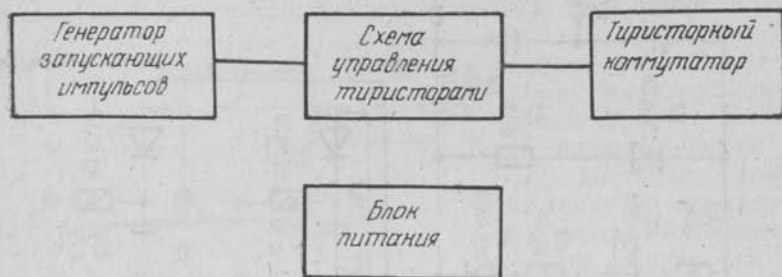


Рис. 1

Особые требования в подобных схемах предъявляются к коммутирующим элементам, которые должны обладать высоким КПД, малыми габаритами и массой, стабильными характеристиками, высокой надежностью в работе, способностью коммутировать большие токи.

В данной работе предложено оригинальное решение поставленной задачи с помощью генератора, включающего в свой состав четыре основных блока согласно структурной схеме, представленной на рис. 1.

Работу схемы можно пояснить с помощью принципиальной схемы (рис. 2), где не представлена схема блока питания, чтобы не загромождать рисунок.

Генератор запускающих импульсов вырабатывает на своих выходах Д и Е импульсы отрицательной полярности, причем импульс с выхода Е задержан относительно выхода Д на время, определяемое положением переключателя S1.

Мультивибратор, собранный на микросхеме DD1, вырабатывает прямоугольные импульсы, частота повторения которых регулируется с помощью потенциометра R8 («ЧАСТОТА»).

Далее эти импульсы поступают в канал прямой передачи (Д) и канал задержки (Е). В начале прямой передачи прямоугольные импульсы преобразовываются с помощью дифференцирующей цепочки R17C7 в короткие импульсы разной полярности. На выходе Д формируются импульсы отрицательной полярности, интервал между которыми определяется частотой генерации мультивибратора.

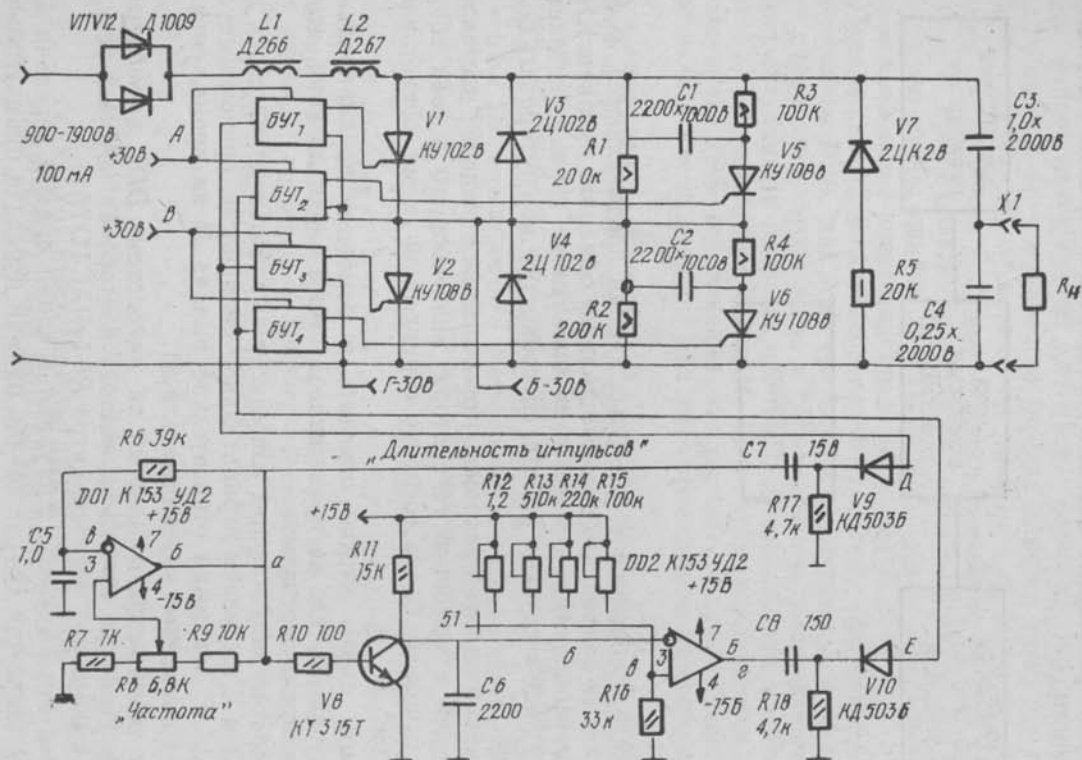


Рис. 2

В канале задержки прямоугольные импульсы с мультивибратора поступают на вход ключа, собранного на транзисторе $V8$. Когда на его базу поступает отрицательный сигнал, он закрывается и конденсатор $C6$ стремится зарядиться через сопротивление $R11$ до напряжения источника питания (+15 В).

Процесс заряда конденсатора $C6$ эквивалентен увеличению напряжения на инвертирующем входе компаратора, собранного на микросхеме $DD2$. При этом на инвертирующий вход микросхемы подается постоянное напряжение сравнения, величина которого за-

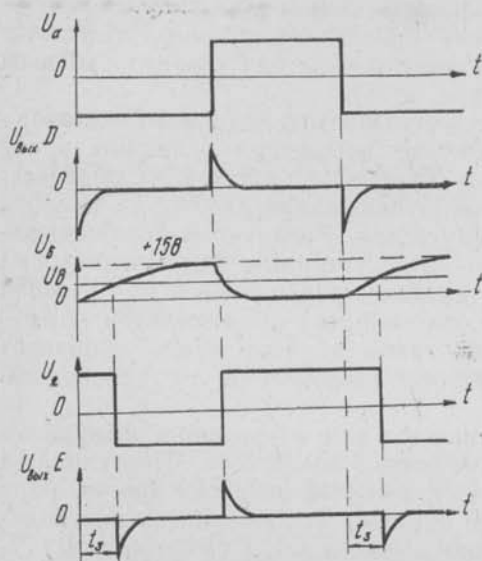


Рис. 3

висит от положения переключателя $S1$. Когда напряжение на заряжающемся конденсаторе $C6$ (т. е. на инвертирующем входе $DD2$) достигнет уровня напряжения на неинвертирующем входе, произойдет изменение полярности выходного напряжения $DD2$ с положительной на отрица-

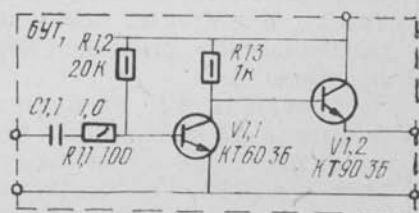


Рис. 4

тельную. Это изменение выделится дифференцирующей цепочкой $R18C8$, и на выходе E сформируется импульс отрицательной полярности, задержанный относительно выхода D на время t_s . Временные диаграммы работы канала задержки приведены на рис. 3.

С выходов D и E запускающие сигналы поступают на схему управления тиристорами, состоящую из четырех идентичных блоков управления тиристорами (БУТ). На рис. 4 приведена схема одного из БУТ. Блоки управления тиристорами подключены таким образом, чтобы обеспечивать попарное включение тиристоров $V1, V2$ (через БУТ₁ и БУТ₃) и (с необходимой задержкой) $V5, V6$ (через БУТ₂ и БУТ₄).

Работа тиристорного коммутатора, собранного на тиристорах $V1, V2, V5, V6$ типа $KY108B$, основана на способности конденсатора длительное время накапливать энергию и в течение короткого промежутка времени отдавать ее. В качестве накопительного конденсатора в схеме использован конденсатор $C10$ емкостью 1,0 мкФ и рабочим напряжением 2000 В.

Когда несколько коммутирующих элементов (в данном случае тиристоров) соединяются последовательно для удержания высокого зарядного напряжения накопительного конденсатора, то параллельно каждому элементу необходимо ставить сопротивление, обеспечивая равномерное деление напряжения между всеми коммутирующими элементами в запертом состоянии. Для этой цели в схеме использовали мощные проволочные сопротивления $R1, R2$.

Схемы, генерирующие большие импульсные токи, склонны создавать обратное смещение на коммутаторах в конце импульса из-за возникающей перезарядки цепи. Тиристор запирает обратное напряжение не сразу после протекания прямого импульса, а лишь через некоторое время, достаточное для снятия обратным током всего запасенного заряда.

Время выключения прибора уменьшается, если к коммутатору прикладывается обратное смещение небольшой величины сразу после протекания прямого тока. Диод $V7$ и резистор $R5$ образуют демпфирующий контур, который ограничивает амплитуду полного обратного напряжения на коммутаторе. Различие в величине зарядов, запасенных отдельными коммутаторами, учитывается при подборе диодов $V3, V4$. Когда выключается прибор с наименьшей величиной запасенного заряда, он запирает обратный ток коммутатора, и ток течет через диод, таким образом предотвращается возникновение высокого обратного напряжения в переходном процессе.

Тиристоры $V1, V2$ предназначены для открывания импульсом с выхода D генератора запускающих импульсов. Поступивший через некоторое время с выхода E импульс отпирает другую пару тиристоров $V5, V6$. Уменьшение падения напряжения на них подается на тиристоры $V1, V2$ через емкости $C1, C2$. Тиристоры $V1, V2$ на короткое время переходят из проводящей ветви $ВAX$ на непроводящую, но специфика их работы такова, что сами они не могут возвратиться на проводящую ветвь без импульсов на управляющем электроде. Таким образом тиристоры $V1, V2$ запираются. Сопротивления $R3, R4$ не позволяют протекать через тиристоры $V5, V6$ току больше тока удержания, и они также запираются. Схема готова к срабатыванию от очередной пары импульсов.

Конденсатор $C4$ служит для увеличения крутизны фронтов.

Емкость $C3$ заряжается от высоковольтного источника напряжения через диоды $V11, V12$ и зарядные индуктивности $L1, L2$, подобранные по наибольшей эффективности заряда накопительной емкости.

Настройка ГВМИ заключается в подгонке $R12 - R15$ по требуемой длительности импульсов и градуировке $R8$ «Частота».

Преимуществом предлагаемой схемы высоковольтного генератора являются простота конструкции, малое количество дискретных элементов, надежность в работе.

Прибор безопасен при эксплуатации при соблюдении необходимых мер техники безопасности.

Прибор может найти широкое применение в технике экспериментов, требующих больших импульсных токов малой длительности.

Список литературы: 1. Герлах В. Тиристоры/Пер. с нем. М., 1985. 120 с. 2. Гершунский Б. С. Справочник по расчету электронных схем. К., 1983. 100 с. 3. Импульсные системы большой мощности: Сб. статей: пер. с англ./Под ред. Асинева Э. И. М., 1981. 159 с. 4. Фрюнгель Ф. Импульсная техника. Генерирование и применение разрядов конденсатора: Пер. с нем. М.; Л., 1965. 120 с. 5. Хесин А. Я. Импульсная техника. Изд. 2-е, пер. и доп. М., 1971. 99 с. 6. Полупроводниковые приборы: Диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы/Баюнов А. И. и др.; 2-е изд., перераб. М., 1984. 79 с.

Поступила в редколлегию 14.01.87

SUMMARY

A system is described that can provide a high-voltage pulses with microsecond time duration. This system can be used to investigate the semiconductor characteristics and in experimental techniques, which provide short time duration and high power pulses.

УДК 681.325.3

В. А. ДОБРЫДЕНЬ, канд. техн. наук,
Г. М. ЧЕКАЛИН

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ВРЕМЕННЫХ ИНТЕРВАЛОВ

Обработка эллипсометрических сигналов спектроанализаторами поляризации [1] требует достоверного измерения длительности временных интервалов.

Структурная схема устройства с повышенной достоверностью результатов измерения [2] приведена на рис. 1. На измерительный вход устройства поступают короткие импульсы (рис. 2). Длительность интервала времени между соседними нечетными импульсами (или между соседними четными) представляет собой «период» T входного сигнала, причем измерению и регистрации подлежат обе его составляющие — «полупериоды» t_1 и t_2 . Команды «начать измерение» и «окончить измерение» задаются импульсами, подаваемыми на входы «Пуск» и «Стоп» соответственно. Устройство должно обеспечивать измерение и регистрацию одинакового количества четных и нечетных «полупериодов».

Принцип действия устройства состоит в следующем.

В исходном состоянии устройство не реагирует на импульсы, поступающие на его измерительный вход. Импульс, подаваемый на вход. «Пуск», переводит устройство в режим ожидания начала измерений. Теперь с момента поступления первого импульса на измерительный вход устройства квантовые импульсы высокой стабильной частоты начинают поступать в первый из двух счет-

чиков устройства (обнуленных в исходном состоянии). Второй импульс, поступающий на измерительный вход (означающий окончание «полупериода» τ_1 и начало «полупериода» τ_2), переключает выход генератора квантующих импульсов на счетный вход второго

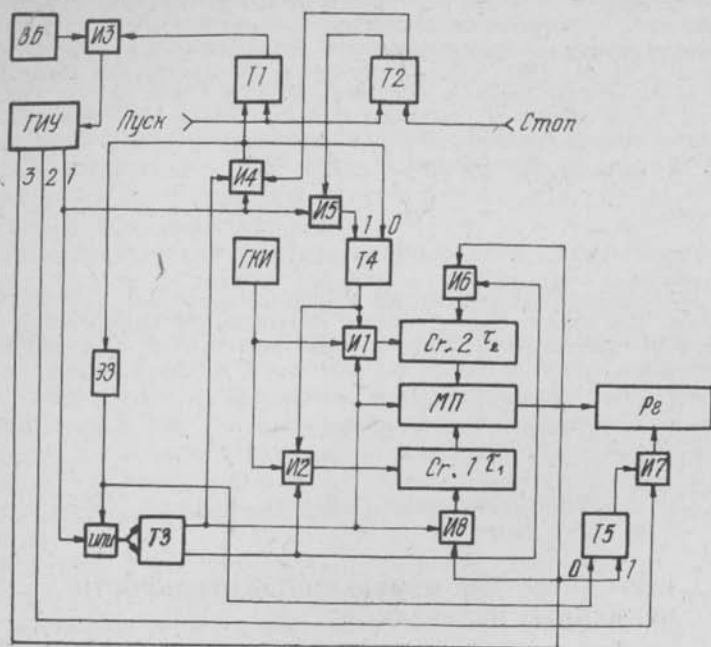


Рис. 1

счетчика и передает содержимое первого счетчика (результат цифрового измерения величины τ_1) в регистратор, после чего счетчик обнуляется. Реализуется описанный алгоритм работы устройства следующим образом.

В исходном состоянии устройства триггеры Т1, Т3, Т4 и Т5, а также первый счетчик Сч.1 установлены в нуль (состояния триггера Т2 и счетчика Сч.2 безразличны). Импульсы с выхода генератора квантующих импульсов ГКИ не проходят на счетные входы счетчиков, поскольку логические элементы «И» — И1 и И2 закрыты: импульсы, поступающие на измерительный вход устройства, не проходят через закрытый элемент ИЗ. Генератор импульсов управления ГИУ находится в ждущем режиме (импульсы на выходах отсутствуют), мультиплексор МП соединяет с информационным входом регистратора Рг кодовый выход счетчика Сч.1.

Импульс, поступающий на шину «Пуск», устанавливает триггер Т1 в единицу, а триггер Т2 — в нуль. Теперь очередной входной (измерительный) импульс, усиленный и сформированный вход-

ным блоком ВБ, проходит через открывшийся элемент И3 на вход ГИУ. При этом элемент И4 закрыт, а элемент И5 открыт, благодаря чему импульс с первого выхода ГИУ, формируемый при появлении входного, устанавливает в единицу триггеры Т3 и Т4. В результате открытыми оказываются элементы И2 и И6, т. е. импульсы с выхода ГКИ начинают заполнять счетчик Сч. 1, а мульт-



Рис. 2

типлекс МП переключает информационный вход регистратора Рг на кодовый выход счетчика Сч. 2. После этого формируется импульс на втором выходе ГИУ, который в данном случае не проходит через элемент И7, закрытый сигналом с выхода триггера Т5, а затем — импульс на третьем выходе ГИУ, устанавливающий в единицу триггер Т5 и, проходя через элемент И6, сбрасывает в нуль счетчик Сч. 2.

Второй входной (измерительный) импульс, фиксирующий момент окончания «полупериода» τ_1 и начала «полупериода» τ_2 , вызывает, как и предыдущий, опрокидывание триггера Т3, в результате открытыми оказываются элементы И4 и И8, а элементы И5 и И6 закрываются, так как с этого момента квантовые импульсы с выхода ГКИ начинают заполнять счетчик Сч. 2, а мультиплексор МП подключает к информационному входу регистратора Рг кодовый выход счетчика Сч. 1. Импульс со второго выхода ГИУ, проходя через открытый теперь элемент И7, поступает на управляющий вход регистратора Рг, фиксирующего при этом содержимое счетчика Сч. 1, т. е. результат цифрового измерения величины τ_1 . Импульс третьего выхода ГИУ, проходя через открытый элемент И8, сбрасывает счетчик Сч. 1 в нуль.

Каждый импульс, поступающий на измерительный вход устройства, обрабатывается аналогично.

Импульс «Стоп» устанавливает триггер Т2 в единицу и открывает элемент И4, а элемент И5 закрывает.

Если очередной входной импульс окажется нечетным (признак — нулевое состояние триггера Т3), то импульс с первого выхода ГИУ проходит через элемент И4, возвращая в исходное (нулевое) состояние триггеры Т1 и Т4 и устанавливая триггер Т3 в единичное состояние. Элементы И1, И2 при этом закрыты, т. е. квантующие импульсы через них не проходят, счетчик Сч. 1 установлен в нуль, в счетчике Сч. 2 — последнее измеренное значение t_2 . Импульсы с выходов ГИУ передают указанное значение в регистратор и устанавливают в нуль счетчик Сч. 2, после чего импульс с выхода И3, задержанный элементом задержки Э3, устанавливает в нуль триггеры Т3 и Т5, возвращая устройство в исходное состояние.

Если же очередной входной импульс — четный, то он обрабатывается, как и предыдущие (поскольку элемент И3 при этом закрыт), и только следующий — нечетный — входящий импульс выполнит описанные выше действия, завершающие процесс измерения.

Таким образом, в регистратор Рг всегда будет передано равное количество «полупериодов» t_1 и t_2 .

Список литературы: 1. А. с. 672582, МКИ³ в 25 15/00. Устройство для поляризационно-спектрального анализа периодических сигналов с произвольной поляризацией/Н. Н. Горобец, Ю. И. Давидчевский (СССР) — 2487436/18—09; Заявлено 19.05.77/Открытия. Изобретения. 1979. № 25. С. 193. 2. А. с. 1026115, МКИ³ в 25 15/00. Измерители временных интервалов/В. А. Добрыдень, Г. М. Чекалин, М. Н. Горбачев (СССР). 3399519/18—21; Заявлено 24.02.82/Открытия. Изобретения. 1983. № 24. С. 145.

Поступила в редколлегию 03.02.87

SUMMARY

The function principle and structure of our time-interval measuring device used for treatment of ellipsonmetrical signals by means of polarization analyzers are discussed.

УДК 519.6

И. Б. СИРОДЖА, д-р техн. наук,

Н. Ф. ДЕЯНЕКО, д-р мед. наук,

Т. Д. ЗВЯГИНЦЕВА, канд. мед. наук

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ ПОЛНОТЫ ПРИЗНАКОВ ПРИ КЛАССИФИКАЦИИ ЗАБОЛЕВАНИЙ

Под оценкой диагностической полноты (ОДП) совокупности показателей (симптомов, признаков) для диагностирования заболеваний будем понимать вычисленную по верифицированным выборочным данным величину, характеризующую степень информативности данной совокупности показателей для классификации по ним заданных видов болезней. Конструктивно определение ОДП производится относительно конечных совокупностей признаков и верифицированных выборочных данных о классах заболеваний, называемых обучающими выборками. В основу синтеза общего

количественного критерия диагностической полноты любых признаков необходимо закладывать информацию о явной связи разнотипных диагностических признаков с правилом принятия решений как эмпирической закономерности, определяемой по репрезентативной обучающей выборке. В качестве первой конструктивной мотивации и реализации этого тезиса предлагается апробированная методика построения ОДП на основе использования формализованного понятия структурной полноты свойств — предикатов ($S-P$), являющихся терминальными элементами грамматического структурно-аналитического правила классификации [1].

1. **ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.** Исходим из того, что состояние больного в данный момент времени охарактеризовано набором (совокупностью) параметров (x_1, x_2, \dots, x_n) или значений определенных признаков, измеренных в разнотипных шкалах (качественных и количественных) [2]. Любой признак может принимать не одно, а несколько градаций значений. Поэтому условимся в набор длиною n включать все градации признаков.

В результате предварительного специального анализа отбираются группы больных по каждому из заданных S классов заболеваний, для которых составляются n -мерные наборы значений указанных параметров. На $(n+1)$ -м месте в наборе фиксируется номер класса заболевания соответствующего индивидуума, так называемое «указание учителя». Учителем здесь является сама природа, которую исследует клиницист, располагая информацией и средствами достижений современной науки в данной предметной области. При объединении указанных наборов в необходимом общем объеме из представителей формируется обучающая выборка в виде таблицы эмпирических данных (ТЭД) с обозначением $T_{m, n, s}$. Предполагается, что 1) $T_{m, n, s}$ полностью представляет выборочную верифицированную информацию для вычисления оценки диагностической полноты n признаков на предмет эффективной классификации группы из m больных по S классам заболеваний; 2) существует класс правил классификации $\Phi = \Phi(x_1, \dots, x_j)$, $j \in \{1, 2, \dots, n\}$, каждое из которых выражается j -мерной функцией Φ (вообще, случайной), определенной на множестве всех подмножеств n признаков $\{x_1, \dots, x_n\}$ и принимающей значения из множества чисел $\{1, 2, \dots, s\}$, которыми кодируются номера видов заболеваний.

Задача состоит в нахождении критериальной формулы для вычисления ОДП совокупности из j признаков ($j \in \{1, 2, \dots, M\}$, $M \geq n$) по заданной ТЭД $T_{m, n, s}$ при следующих ограничениях:

1) все исследуемые j признаков ($j \in \{1, 2, \dots, M\}$) являются структурными элементами правила классификации $\Phi(x_1, \dots, x_j)$ больных по заданным S классам заболеваний;

2) оценка диагностической полноты любой совокупности из признаков ОДП (j) численно должна определять частоту правильно классифицируемых больных (строк $T_{m, j, s}$) посредством правила $\Phi(x_1, \dots, x_j)$ относительно S классов заболеваний;

3) установлена допустимая величина $\delta_{\text{доп}}$ ошибки классификации m строк ТЭД по j признакам-столбцам на S классов для характеристики уровня достаточности исследуемых признаков при решении конкретной диагностической задачи.

2. ПОСТРОЕНИЕ КРИТЕРИАЛЬНОЙ ФОРМУЛЫ ОЦЕНКИ ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ ПОЛНОТЫ ПРИЗНАКОВ. Решение поставленной задачи осуществим на основе использования структурно-аналитического метода распознавания образов [1, 2]. Содержательно процесс диагностирования будем трактовать как определенную процедуру классификации больных по соответствующим наборам (x_1, \dots, x_j) значений признаков с помощью решающего правила $(j \in 1, 2, \dots, n)$. В силу принятого ограничения в постановке задачи о представлении признаков как элементов структуры правила Φ определение ОДП невозможно осуществить без учета вида математической модели классификации образов в пространстве признаков [1] и оценки структурной полноты (ОСП) терминальных элементов решающего правила [3] по синтаксическому образцу $S(m, M+1)$ (1).

В связи с этим оценка диагностической полноты исследуемого набора признаков, выраженных через соответствующие значения $C-\Pi f_i(x) (i=1, M)$ в синтаксическом образце $S(m, M+1)$ (1), полностью определяется оценкой структурной полноты (ОСП)

набора $C-\Pi (f_1(\bar{x}_1), \dots, f_m(\bar{x}))$ в диагностическом решающем правиле $\Phi = C_R^{(2)}$. Тем самым подтверждается явная зависимость информативности или важности признаков в диагностическом смысле с диагностическим решающим правилом и его вероятностной устойчивостью на обучающей выборке и генеральной совокупности. Отсюда следует высокая степень объективности ОДП совокупности признаков и следующая аргументация для получения соответствующей критериальной формулы ОДП.

Обозначим через $\hat{f}_m^{(j)}$ синтаксическую строку (или часть строки) в СО, содержащую j символов «0» или «1» и отвечающую μ -му двоичному набору длины j , $(\mu \in \{1, \dots, 2^j\}, j=1, M)$. Назовем $\hat{f}_\mu^{(j)}$ μ -набором.

Количество синтаксических строк СО (1) вида μ и длины j , соответствующих k -му классу заболеваний (образу) $(1 \leq k \leq S)$, обозначим через $n_k(\hat{f}_m^{(j)})$. Учитывая количество m синтаксических строк и количество M синтаксических столбцов СО, численно равное количеству терминальных $C-\Pi f(\bar{x})$, образованных от n исходных признаков ТЭД $T_{m, n, s}$ для классов заболеваний, определим величину D_μ по формуле

$$D_\mu = \max_{1 \leq k \leq S} n_k(\hat{f}_\mu^{(j)}). \quad (2)$$

Величина D_μ характеризует максимальное количество строк μ -го вида по всем $k=1, 2, \dots, S$ классам, представленным в СО. Не-

трудно убедиться, что по смыслу формула (2) определяет количество правильно (т. е. безошибочно) классифицируемых строк (объектов) в СО посредством μ -набора из j признаков ($C-\Pi \hat{f}(x)$) по численному большинству этих наборов в k -м классе синтаксического образца. В частности, если в любом k -м классе количество μ -наборов в точности составляет всю обучающую совокупность точек k -го класса в СО и отличается от μ -наборов всех остальных классов, то, очевидно, величина D_μ численно равна количеству заданных обучающих объектов k -го класса ($1 \leq k \leq S$) в СО и означает, что все эти объекты классифицируются безошибочно заданной совокупностью μ -наборов относительно j признаков. Если просуммировать все D_μ при $1 \leq \mu \leq 2^j$ и пронормировать полученную сумму по числу m строк СО, то получим оценку структурной, а значит, диагностической полноты СО $S(m, M+1)$ (1) с длиной синтаксических строк $j=M$ относительно S классов объектов, определяемую формулой

$$\text{ОДП}(\hat{f}_\mu^{(j)}) = \frac{1}{m} \sum_{\mu=1}^{2^j} D_\mu. \quad (3)$$

Из приведенных предпосылок для вывода формулы (3) следует, что $\text{ОДП}(\hat{f}_\mu^{(j)})$ характеризует частоту правильно классифицируемых объектов СО (а следовательно, и векторов x из ТЭД) посредством совокупности из j признаков на заданные S классов. Как известно, частота правильно распознанных объектов является наилучшей оценкой вероятности правильной классификации или диагностирования.

Таким образом, получена искомая простая рабочая критериальная формула (3) для вычисления ОДП любого набора и j диагностических признаков относительно заданной ТЭД $T_{m, n, s}$. Заметим, что суммирование в формуле (3) не обязательно нужно производить по всем возможным 2^j μ -наборам. Как правило, суммирование осуществляется лишь по отличным друг от друга μ -наборам, содержащимся в СО, построенном по ТЭД при заданной системе терминальных свойств S .

Согласно критериальной формуле (3) нетрудно определяется численный диапазон измерения ОДП в виде неравенства $1/S \leq \leq \text{ОДП}(\hat{f}_\mu^{(j)}) \leq 1$ (4). Совокупность из j признаков диагностически полна по отношению к заданной $T_{m, n, s}$, если $\text{ОДП}(\hat{f}_\mu^{(j)}) = 1$, т. е. все объекты ТЭД безошибочно классифицируются посредством j признаков. Если $\text{ОДП}(\hat{f}_\mu^{(j)}) < 1$, то все обучающие объекты классифицируются с помощью совокупности из $(\hat{f}_\mu^{(j)})$ признаков с ошибкой δ , определяемой по формуле $\delta = (1 - \text{ОДП}(\hat{f}_\mu^{(j)})) \times 100\%$ (5). При этом совокупность из j признаков признается

диагностически полной относительно выборочных данных, если полученная ошибка диагностирования δ не превышает допустимую величину $\delta_{\text{доп}}$ ($\delta \leq \delta_{\text{доп}}$).

Абсолютную диагностическую полноту системы признаков по отношению к генеральной совокупности диагностируемых объектов явно определить невозможно. Ее величину можно лишь оценить посредством определения статистической устойчивости события ОДП (f) = 1 на достаточно представительной выборке по традиционным методикам математической статистики, что составляет иную задачу, выходящую за рамки данной работы.

Список литературы: 1. Сироджа И. Б. Структурно-аналитический метод распознавания образов с разнотипными признаками // Мат. методы анализа динам. систем. 1981. Вып. 5. С. 91—106. 2. Гублер В. В. Вычислительные методы анализа и распознавания патологических процессов // Л., 1978. 293 с. 3. Сироджа И. Б. Теоретические вопросы автоматизации медико-биологических исследований. К., 1982. 120 с.

Поступила в редколлегию 15.01.88

SUMMARY

The method of estimation of diagnostical completeness of symptoms on the base of formalized conception of properties-predicates (p-p) structural completeness, which are the terminal elements of grammatic structural-analytical rule of classification has been described.

УДК 616.36-002.2-07-08:62-5:621.391

Н. Ф. ДЕИНЕКО, д-р мед. наук,
И. Б. СИРОДЖА, д-р техн. наук,
Т. Д. ЗВЯГИНЦЕВА, канд. мед. наук,
Л. А. ФИЛИПКОВСКАЯ

КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ НАХОЖДЕНИЯ ПРАВИЛА ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ В ДИАГНОСТИКЕ ХРОНИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ ПЕЧЕНИ НА ОСНОВЕ СА-МЕТОДА РАСПОЗНАВАНИЯ ОБРАЗОВ

В имеющихся публикациях содержится немало подходов к решению задачи формализованного численного оценивания диагностической полноты совокупности различных клинико-лабораторных и инструментальных показателей для диагностирования заболеваний. Однако все они сводятся к использованию известных [1] статистических методов определения значимости или энтропийной информативности признаков заболеваний в отрыве от применяемого затем диагностического правила принятия решений, т. е. правила классификации. Необходим такой подход к построению правил принятия решений, в котором признаки являлись бы конструктивными элементами правила классификации и одновременно несли структурную и аналитическую информацию о классах дискриминируемых объектов. Приемлемым в этом отношении оказался структурно-аналитический метод (СА-метод) распознавания образов с разнотипными признаками, разработанный одним из авторов [2].

Разработанная методика вычисления оценки диагностической полноты (ОДП) признаков была применена при диагностировании хронических заболеваний печени на основании использования карты обследования 232 больных и специального программного обеспечения ППП КОД-3 для ЕС ЭВМ [3].

Были проведены машинные эксперименты по анализу и обработке эмпирических данных с целью дифференциальной диагностики семи классов заболеваний печени: жировая дистрофия печени (ЖДП — 1 класс), хронический персистирующий гепатит (ХПГ — 2 класс), хронический активный гепатит (ХАГ — 3 класс), хронический активный гепатит, леченный преднизолоном (ХАГп — 4 класс), хронический холестатический гепатит (ХХГ — 5 класс), хронический холестатический гепатит, леченный преднизолоном (ХХГп — 6 класс), цирроз печени — (7 класс — ЦП).

Всего представлено $S=7$ классов заболеваний. По карте обследования 232 больных была сформирована ТЭД $T_{232, 46, 7}$, состоящая из 232 векторострок, т. е. объектов вида $\vec{x} = (x_1, \dots, x_{46})$ и 46 столбцов-признаков, 29 из которых — клинические ($x_1 + x_{29}$) и 17 — лабораторные ($x_{30} + x_{46}$).

Признаки $x_1 = X_{11}, X_{14}, X_{15}, X_{21-23}, X_{26-29}$ измерены в шкале наименований. Признаки $X_{12, 13}, X_{16-20}, X_{24}$ измерены в логической шкале, остальные признаки X_{30-46} — количественные.

На основании этой информации по $T_{232, 46, 7}$ с помощью ЭВМ был построен синтаксический образец $S(151, 214+1)$ для 7 образов (классов) указанных заболеваний. Это значит, машина нашла 214 свойств-предикатов, соответствующих 46-ти описанным признакам с учетом их градаций и шкал измерения, и распределила их значения по 151 строке СО, т. е. для 151 объекта диагностирования относительно 7 классов заболеваний. Численное распределение обучающих объектов по 7 классам составило: 1 класс — 21 объект, 2 класс — 30, 3 класс — 27, 4 класс — 6, 5 класс — 5, 6 класс — 4, 7 класс — 58.

Прямая проверка СО (151, 214+1) показала диагностическую полноту всех содержащихся в исходной ТЭД признаков с нулевым уровнем ошибки диагностирования. Этот результат подтвердил достаточность исходной информации для проводимых диагностических исследований.

Затем на базе использования имеющихся в ППП КОД-3 алгоритмических средств поиска оптимальных укороченных диагностически полных наборов были проведены многочисленные эксперименты по исследованию различных комбинаций признаков на диагностическую полноту в рамках поставленных задач диагностики. В частности, для указанных 7 классов заболеваний была найдена диагностически полная система признаков $\{X_1, X_2, X_3, X_4, X_5, X_6, X_7\}$, которой с учетом градаций соответствующих признаков соответствует 41 С—П.

По указанному СО можно построить рациональное ПК со следующими подпризнаками: X_1 — возраст: 18—29 лет, 45—59 лет.

X_2 — длительность заболевания: до 1 года, 11—15 лет, 16—20 лет.
 X_3 — этиологические факторы: ОБГ В, алкоголь, медикаменты, причина неизвестна, ОБГ А, алкоголь+травма, ОБГ ни А, ни В.
 X_4 — группа крови: 0(I) RH+, A(II) RH+, B(III) RH+, AB(IV) RH+, A(II) RH, B(III) RH —.
 X_5 — болевой синдром: периодические тупые; постоянные ноющие; периодические острые; тяжесть в правом подреберье.
 X_6 — причины усиления болей: без причины.
 X_7 — диспепсический синдром: нет; тошнота; горечь во рту, метеоризм; отсутствие аппетита, неустойчивый стул; горечь во рту, отсутствие аппетита, похудание.

Таким образом, в результате проведенных экспериментов на ЭВМ подтверждена простота и эффективность предложенной методики вычисления диагностической полноты произвольного конечного набора признаков по заранее подготовленным эмпирическим данным клинических и экспериментальных исследований. Теоретически и экспериментально вскрыта необходимость разработки методики нахождения минимальных по длине диагностически полных систем признаков для любых классов заболеваний после определения избыточной по длине диагностически полной системы признаков.

Список литературы: 1. Гублер Е. В. Вычислительные методы анализа и распознавание патологических процессов. Л., 1978. 293 с. 2. Сироджа И. Б. Структурно-аналитический метод распознавания признаков образов с разнотипными признаками//Мат. методы анализа динам. систем. 1981. Вып. 5. С. 91—106. 3. Сироджа И. Б., Волковицкий К. Е., Крылов Е. М. Обнаружение эмпирических закономерностей. Новосибирск, 1984. С. 137—147.

Поступила в редколлегию 15.01.88

SUMMARY

The present work has approved the simplicity and efficiency of calculation of the diagnostical final set of chronic liver diseases symptoms completeness in accordance with the previously prepared empiric data of clinic and experimental researches.

After determining the excess in length diagnostically complete system of symptoms the necessity of determination of method of the shortest diagnostically complete systems for any class of diseases has been theoretically and experimentally revealed.

УДК 519.96

Н. А. ЗАТЕНКО, Н. Г. МИРОНОВА, канд. физ.-мат. наук,
 О. Т. НИКОЛОВ, М. В. ПАРХОМЕНКО

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В ЭЛЕКТРОСЕНСОРНОЙ СИСТЕМЕ СЛАБОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЫБ

Электросенсорная система слабоэлектрических рыб привлекает в последнее время внимание многих исследователей как система,

способная распознавать с помощью низкочастотного электрического поля в проводящей среде различные объекты. Наличие в высших отделах электроанализа (в частности, в мозжечке) нейронов-детекторов, избирательно реагирующих на направление перемещения предметов, их проводимость и, возможно, форму [1], представляет интересные задачи для математического моделирования.

С целью создания математических моделей указанных детекторных клеток необходимо определить вид изображений объектов, фиксируемых периферийными окончаниями электросенсорной системы — ампулами Лоренцини, либо бугорковыми органами (так называемый «проксимальный образ» [2]). До настоящего времени подобная задача для диэлектрических объектов не рассматривалась. В данной работе предлагается модель образования проксимальных образов диэлектриков на основе теории рассеяния электромагнитных волн на такого рода объектах. Ими могут оказаться сами рыбы, электропроводность и электрическая проницаемость тел которых находится в пределах $\sigma = (0,1-10) \cdot 10^{-3}$ См/м, $\epsilon = 10-100$ [3]. Разряд электрического органа рыб при этом моделируется бесконечно малым электрическим диполем.

В настоящее время теория рассеивания электромагнитных волн на диэлектриках имеет мощный математический аппарат. Различают длинноволновое (релеевское) и коротковолновое приближение этих теорий. Во втором случае размеры объекта больше или равны длине падающего излучения. Рассеянное поле определяют в виде суперпозиции собственных колебаний объекта [4, 5]. Применение указанного приближения для проводящих сред затруднено вследствие того, что рассматривается падающая плоская волна, в то время как в проводящих средах поле элементарных излучателей представляет собой сферические волны [6].

Из работы по релеевскому приближению наиболее приемлема для анализа рассеивания электромагнитных волн в проводящих средах на диэлектриках работа [7], поскольку функция Грина уравнений Максвелла, получаемая там, находится для комплексных диэлектрических и магнитных проницаемостей среды.

Напряженность рассеянного от объекта электрического поля записывается так:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi} (\text{grad div} + k^2) \int_V \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - 1 \right) \vec{E}(\vec{r}') dV, \quad (1)$$

где $\vec{E}_0(\vec{r})$ — падающее поле; ϵ_2 — диэлектрическая проницаемость объекта; ϵ_1 — диэлектрическая проницаемость среды.

Обе последние величины могут быть комплексными:

$$k = \omega (\mu_1 \epsilon_1)^{1/2} \left(1 - i \frac{f_1}{\omega \epsilon_1} \right)^{1/2},$$

σ_1 — проводимость объекта.

$$\varphi = e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|/|\vec{r}-\vec{r}'|},$$

где \vec{r} — радиус-вектор точки регистрации рассеянного поля; \vec{r}' — радиус-вектор точки внутри объекта.

В данном выражении опущена часть, связанная с магнитным полем, поскольку в данном случае магнитные проницаемости среды и объекта одинаковы.

Если размер объекта d много меньше длины волны в среде (или толщины скин-слоя среды δ), тогда выражение (1) можно разложить по малому параметру $d/\delta \ll 1$:

$$\vec{E} = \vec{E}^{(0)} + ik\vec{E}^{(1)} + (ik)^2\vec{E}^{(2)} + \dots \quad (2)$$

В частности, нулевое приближение z -й компоненты электрического поля в сферической системе координат при рассеянии на диэлектрическом эллипсоиде выглядит так:

$$E_z = \frac{1}{4}\pi abc \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} \int_0^a r_0^2 \sin \vartheta_0 \frac{e^{-ikr}}{r^3} \{ [\vec{E}_0 \vec{a}] a_z \times \\ \times (3 + 3ikr - k^2 r^2) + E_{z0} (k^2 r^2 - ikr - 1) \} dr_0 d\vartheta_0 d\varphi_0,$$

где a_x, a_y, a_z — направляющие конусы вектора наблюдения \vec{r} ; a, b, c — размеры полуосей эллипсоида.

Декартовы компоненты падающего поля E_0 можно записать через сферические, которые в случае бесконечно малого электрического диполя выглядят следующим образом [6]:

$$E_r = \frac{\omega \mu e^{-ik\rho}}{2\pi k^2 \rho^3} (k\rho - i) \cos \vartheta; \quad E_\vartheta = \frac{\omega \mu e^{-ik\rho}}{4\pi k^2 \rho^3} (k^2 \rho^2 + ik\rho - i) \sin \vartheta, \quad (4)$$

где ρ, ϑ, φ — координаты точки на поверхности тела, в которой определяется падающее поле.

Для вычисления нулевого приближения z -й компоненты рассеянного электрического поля была составлена программа на ЭВМ. Интеграл вида (3) вычислялся тройным применением метода Гаусса по восьми точкам. Результаты расчетов представлены на рис. 1. В виде распределения модуля z -й компоненты рассеянного электрического поля по плоскости регистрации $y-z$ при фиксированной координате y_0 . В начале координат этой плоскости размещен элементарный электрический диполь, имитирующий разряд электрического органа слабоэлектрической рыбы. Полный проксимальный образ диэлектрического объекта вычислялся в 64 точках. Таким образом, в данном случае моделируется рецептивное поле в виде квадратной матрицы из 8×8 рецепторов.

Характерной особенностью подобных изображений является уменьшение крутизны спада напряженности E_z от центра распределения при увеличении расстояния от объекта до рецептивного поля. Аналогичная зависимость имеет место и для изображений идеально проводящих объектов [8]. Следовательно, в отличие от оптических изображений объекты в проводящей среде при увели-

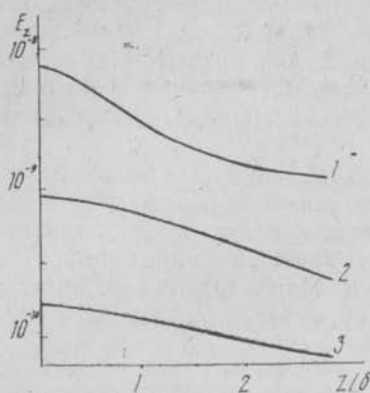


Рис. 1

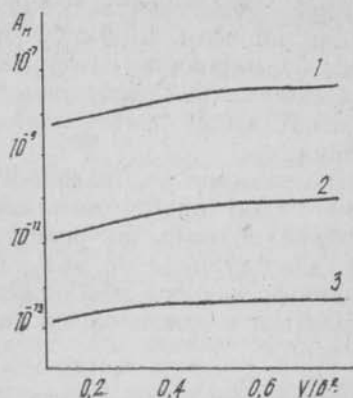


Рис. 2

чении расстояния до плоскости регистрации увеличивают размер своей проекции на рецептивное поле. Вместе с тем абсолютная величина напряженности уменьшается при этом весьма значительно.

Вследствие проводящих свойств среды и объекта ($\sigma_1 \gg \omega \epsilon_1$ и $\sigma_2 \gg \omega \epsilon_2$) E_z зависит в основном от соотношения мнимых частей ϵ_1 и ϵ_2 , т. е. от их проводимостей.

Анализ изображений диэлектрических объектов на предмет сходства друг с другом по формуле [9]

$$\cos \varphi_{ik} = \frac{(E_{zi} E_{zk})}{|E_{zi}| |E_{zk}|} \quad (5)$$

показывает, что, подобно изображениям идеально проводящих объектов, они несхожи между собой только при различных расстояниях до рецептивного поля [7]. Проксимальные образы объектов различного размера (в пределах рэлеевского приближения) сходны между собой ($\cos \varphi \approx 1$), а длины обобщенных векторов изображений практически линейно зависят от рассеивающего объема (рис. 2).

Фаза E_z меняется слабо монотонно по рецептивному полю, а при изменении расстояния до объекта на 2δ меняет знак, причем этот знак различный у изображений диэлектриков и идеально проводящих объектов [8] при одинаковом расстоянии до рецептивного поля.

Из вычисления сходства между изображениями диэлектриков и идеально проводящих предметов (при вышеуказанном условии)

по формуле (5) следует, что такие изображения отличаются друг от друга незначительно ($\cos \varphi \approx 0,95$), поэтому различие знаков фазы отраженного поля приобретает решающее значение для идентификации проводимости объекта. Если предположить возможность кодирования фазы сигнала в электрорецептивной системе (что, вероятно, происходит в зрительном анализаторе [10]), то детекторы проводимости используют указанный признак.

Таким образом, в данной работе предложена математическая модель формирования изображений диэлектриков в электросенсорной системе слабоэлектрических рыб, основанная на рассеянии электромагнитных волн в проводящих средах в рэлеевском приближении.

Распознавание изображений диэлектриков в электросенсорной системе может происходить следующим образом: определяется расстояние объекта до рецептивного поля, затем оценивается объем диэлектрика, от которого почти линейно зависит длина обобщенного вектора изображения. Проводимость объекта может определяться в мозжечке по знаку фазы отраженного поля.

Список литературы: 1. Heiligenberg W. Principles of electroreception and jamming avoidance in electric fish. Berlin, 1977. 124 p. 2. Фурье. Анализ зрительного восприятия/Под ред. А. Д. Логвиненко. М., 1982. 205 с. 3. Протасов В. Р., Бондарчук А. И., Ольшанский В. М. Введение в электроэкологию. М., 1982. 336 с. 4. Wu Te-Kao. Electromagnetic fields and power deposition in body-of-revolution models of man//IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. 1979. 27, N 3. P. 279—283. 5. Massondi H., Durney C. H., Johnson C. C. Long-wavelength power absorption in ellipsoidal models of man and animals//IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. 1977. 25, N 1. P. 47—52. 6. Kraichman M. B. Handbook of electromagnetic propagation in conducting media. New York, 1972. P. 225. 7. Хижняк Н. А. Функция Грина уравнений Максвелла для неоднородных сред//Журн. теорет. функ. 1958. 28, № 7. С. 1592—1603. 8. Bolle D. M., Bowden R. A. The low frequency electromagnetic signatures of conducting objects in the ocean. Ocean—73//IEEE Int. Conf. Eng. Ocean Environ., Seattle. 1976. P. 202—205. 9. Васильев В. И. Распознающие системы (справочник). 1983. 422 с. 10. Элементы теории биологических анализаторов//Н. В. Позин, И. А. Любинский, О. В. Левашов и др. М., 1978. 360 с.

Поступила в редколлегию 03.02.86

SUMMARY

Pattern formation models of the dielectric objects in the fish electroreceptive system is proposed, which is based on electromagnetic wave scattering of the electric organ radiation on this objects. The multidimensional vector of such patterns are similar to those of conducting objects and therefore the phase sign of the scattered electric field is of great importance.

СОДЕРЖАНИЕ

Дядченко А. В., Мишнев А. А., Прохоров Э. Д., Стариков А. И., Чертов С. М. Источник СВЧ-мощности метрового диапазона	3
Золотарев Е. С., Калмыкова Л. И., Прохоров Э. Д. Генерация СВЧ-шума диодами на GaAs с ударной ионизацией	4
Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Мезерный В. А. Влияние температуры на энергетические характеристики диодов Ганна	6
Стариков А. И., Разовский Н. П., Светличный В. М. Особенности лавинного пробоя диодов с горячими носителями заряда	8
Золотарев Е. С., Паук Т. В. Катодный статический домен и ударная ионизация в $n^+ - n^- - n$ диодах	10
Аркуша Ю. В., Белоконов Т. Н., Дрогаченко А. А. Влияние пространственных неоднородностей на измерение зависимости $V(E)$ СВЧ-методом	12
Кириченко В. И., Ткаченко В. М. Исследование тлеющего разряда в трубчатой ртутно-кварцевой лампе с комбинированным катодом	14
Баркова И. И., Золотарев Т. В., Меццержакова О. А., Светличный В. М. Детекторные свойства антизапорных контактов металл — InSb	17
Хижняк Н. А., Яценко Е. А., Яценко Н. М. Функция Грина уравнений Максвелла для неоднородных анизотропных сред	19
Третьяков О. А., Шульга С. Н. Аналогия в решении нестационарных задач возбуждения резонаторов и волноводов	23
Вавриш Д. М., Рябов В. Б. Вероятностное распределение расстояний между точками на странном аттракторе	27
Коцаревская И. В. Продольные волны в цилиндрическом волноводе с неоднородным поперечным сечением	29
Горобец Н. Н., Давидчевский Ю. И., Чекалин Г. М. Преобразование векторного сигнала круговым анализатором	33
Хорошун В. В. Дифракция электромагнитных волн на решетке с поперечно-намагниченным ферритом	36
Ефанов И. М. Возбуждение линейного импедансного вибратора, размещенного параллельно границе раздела двух однородных сред	39
Горобец Н. Н., Нестеренко М. В., Петленко В. А. Отражение H_{10} -волны от штыря в раскрыве прямоугольного волновода	46
Пенкин Ю. М., Яцук Л. П. Исследование возможности увеличения развязки между волноводно-щелевыми излучателями с помощью рассеивающих вибраторов	48
Лященко В. А., Пчельников А. Я., Николов И. О. Малогабаритные щелевые антенны на экранированных полосковых линиях	53
Алешин В. И. Автоматическое программирование аналитических выражений	55
Филиппенко И. Г., Колесникова Н. М., Филиппович В. П. Моделирование оптимального управления дискретной управляемой системой, обеспечивающее равномерное появление «важных событий» в системе	57
Харченко В. С., Тимонькин Г. Н., Шумилкин В. А. Модели и алгоритмы анализа сбоев в радиоэлектронной аппаратуре	60
Попов А. М., Жолондковский Н. Д. Генератор высоковольтных импульсов микросекундной длительности	62
Добрыдень В. А., Чекалин Г. М. Устройство для измерения длительности временных интервалов	67
Сироджа И. Б., Дейнеко Н. Ф., Звягинцева Т. Д. Методика определения диагностической полноты признаков при классификации заболеваний	70
Дейнеко Н. Ф., Сироджа И. Б., Звягинцева Т. Д., Филипповская Л. А. Критерий оценки нахождения правила принятия решений в диагностике хронических заболеваний печени на основе СА-метода распознавания образов	74
Затенко Н. А., Миронова И. Г., Николов О. Т., Пархоменко М. В. Математическая модель формирования изображений диэлектрических объектов в электросенсорной системе слабозлектрических рыб	76

2.5-14