

чае, как видно из кривых 4 на рис. 2, 3, поляризация может изменяться от линейной до круговой, и угол ориентации поляризационного эллипса в зависимости от  $h/\lambda$  изменяется в пределах  $360^\circ$ . При углах  $\gamma > 0$  угол  $\beta$  (кривые 3, 5 на рис. 3) изменяется от  $45$  до  $90^\circ$  при  $h_{гр}$ .

Таким образом, проведенные исследования показали, что при дифракции электромагнитной волны на наклонной полуплоскости наблюдается явление деполяризации падающей волны, особенно существенное, когда в точку наблюдения попадает волна, отраженная от полуплоскости.

Список литературы: 1. Jansson T. Analysis of the Polarisation states of a wave diffracted by an ideally conducting halfplane.— Acta Physica Polonica, 1969, 36, p. 803—817. 2. Борн М., Вольф. Основы оптики.— М., Наука, 1970.— 855 с. 3. Боровиков В. А., Кинбер Б. Е. Геометрическая теория дифракции.— М., Связь, 1978.— 247 с. 4. Асимптотические разложения и характеристики дифракционных полей в задаче дифракции излучения диполя на полуплоскости / Горобец Н. Н., Елисеева Н. П.— ЦНТИ «Информсвязь», 1983, № 202 св — Д83, 15 с.

Поступила в редколлегию 15.12.84.

#### SUMMARY

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

The wave depolarisation is shown to be the most essential for the case when the wave reflected by the halfplane comes to the observation station.

УДК 621.372.853

Н. И. УКРАИНЕЦ, канд. физ.-мат. наук,  
Н. А. ХИЖНЯК, д-р физ.-мат. наук

#### К ВОПРОСУ О РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА МАЛЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТЕЛАХ С ЭКВИВАЛЕНТНЫМИ ОБЪЕМАМИ И РАВНЫМ СООТНОШЕНИЕМ ОСЕЙ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Известно, что в длинноволновом приближении такие тела, как шар и куб, эллипсоид вращения и цилиндр имеют идентичные характеристики рассеяния, если равны их объемы и отношения осей.

С этой точки зрения интересно сопоставить характеристики рассеяния электромагнитных волн для малых диэлектрических тел с эквивалентными объемами в некотором частотном диапазоне, включающем и резонансный случай, при их расположении в прямоугольном волноводе. Поскольку резонансы электрического и магнитного типов, возникающие при рассеянии электромагнитных волн на диэлектрических неоднородностях с большими  $\epsilon$  и малыми  $\text{tg } \delta$ ,

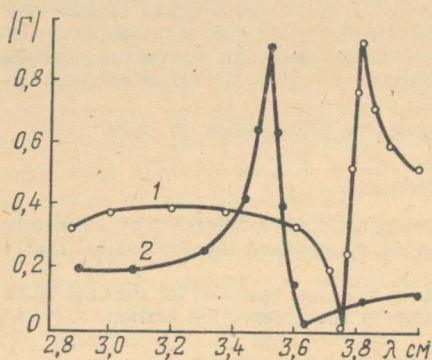


представляют собой объемные эффекты, важно изучить влияние геометрии рассеивающих образцов на характеристики рассеяния и в резонансном случае.

С этой целью были изготовлены из сегнетокерамики ( $\epsilon = 92$ ,  $\text{tg } \delta \sim 10^{-3}$ ) шар и куб одинаковых объемов. Диаметр шара составлял 5,68 мм, а ребро куба эквивалентного объема равнялось 3,12 мм.

Рассеиватели последовательно располагали в геометрическом центре поперечного сечения прямоугольного волновода 3-сантиметрового диапазона. В случае куба последний располагался в волноводе так, что его торцовые грани были параллельны плоскости поперечного сечения волновода.

На рисунке приведены результаты экспериментального исследования для этих двух рассеивателей. Кривая 1 соответствует шару,



кривая 2 — кубу. Как следует из рисунка, при резонансном рассеянии электромагнитных волн на шаре в исследуемом диапазоне возникает резонанс отражения электрического типа первого порядка на длине волны 3,82 см с модулем коэффициента отражения порядка 0,95 и сопутствующий ему резонанс прохождения на длине волны 3,75 см. Коэффициент стоячей волны при резонансе прохождения менее 1,05.

Для куба с эквивалентным шару объемом характерно в исследуемом диапазоне наличие магнитного резонанса отражения первого порядка на длине волны 3,51 см с модулем коэффициента отражения 0,92 и резонанса прохождения на длине волны 3,62 см.

Таким образом, изменение формы рассеивателя привело к изменению характера резонансной кривой и даже природы резонанса. Отметим также, что вдали от резонанса в области более коротких волн наблюдаются отличия в величине модуля коэффициента отражения. Например, для шара (кривая 1)  $|Г|$  на длине волны 3,1 см составляет 0,4, а для куба на той же длине волны — 0,2.

Такое различие в величине модуля коэффициента отражения для шара и куба объясняется тем, что рассматриваемая коротковолновая область по существу является резонансной, поскольку находится между резонансами первого порядка, показанными на рисунке, и второго порядка, расположенными в диапазоне длин волн 2,5 — 2,8 см.

Чтобы сопоставить характеристики рассеяния волн на шаре и кубе в нерезонансной области, эти рассеиватели размещали в геометрическом центре прямоугольного волновода 10-сантиметрового диапазона. Как показали экспериментальные исследования, резо-



нансов в этой области не наблюдается, а значение КСТи практически одинаково для обоих типов рассеивателей и составляет 1,1—1,2.

Таким образом, в длинноволновой области геометрия рассеивателя слабо влияет на характеристики рассеяния, и волну отражает «масса» диэлектрического материала. В случае приближения к резонансной области существенную роль начинает играть геометрия рассеивателя.

При более высоких порядках резонансов также наблюдаются значительные отличия резонансных характеристик. Результаты исследований для куба и шара с эквивалентными объемами из диэлектрика с  $\epsilon = 151$ ,  $\operatorname{tg} \delta = 2 \times 10^{-3}$  представлены в работе [1].

Сопоставлены также результаты исследований рассеяния электромагнитных волн на эллипсоиде вращения ( $2a = 5$  мм,  $2b = 10$  мм,  $\epsilon = 151$ ,  $\operatorname{tg} \delta = 2 \times 10^{-3}$ ) и цилиндре эквивалентного объема с таким же соотношением осей; как у эллипсоида, и изготовленного из того же материала, что и эллипсоид.

Сравнивая резонансные характеристики этих тел, видим, что для эллипсоида вращения и цилиндра характерно наличие основного резонанса магнитного типа с наибольшим значением КСТи  $\sim 15$ . Однако этот резонанс для цилиндра смещен ( $\lambda = 3,55$  см) по сравнению с эллипсоидом вращения ( $\lambda = 3,35$  см). Кроме того, для эллипсоида наблюдаются дополнительные резонансные пики отражения на длинах волн 3,1; 3,5 и 3,82 см [2].

В случае цилиндра такого же объема с аналогичным расположением вдоль оси волновода ( $\Theta = 0$ ,  $\varphi = 0$ ,  $\psi = 0$ ) существуют, кроме основного, еще шесть резонансных пиков отражения в области длин волн 3; 3,15; 3,25; 3,6; 3,65; 3,85 см. К тому же ширина полосы основного резонанса магнитного типа для цилиндра на уровне 0,5 КСТи превышает аналогичную полосу для эллипсоида вращения более чем в 3 раза. Следовательно, характеристики рассеяния цилиндра в резонансной области также существенно отличаются от аналогичных для эллипсоида вращения.

Таким образом, указанная выше эквивалентность характеристик рассеяния имеет место только для нерезонансного рассеяния электромагнитных волн на неоднородностях, а в области резонансного рассеяния изменение формы рассеивателя приводит к существенному изменению структуры резонансной кривой.

Список литературы: 1. *Украинец Н. И., Хижняк Н. А.* Некоторые особенности резонансного рассеяния электромагнитных волн на диэлектрическом кубе в прямоугольном волноводе.— Вестн. Харьк. ун-та, 1974, № 110. Радиофизика и электроника, вып. 3, с. 56—61. 2. *Українець М. І., Хижняк М. А.* Дослідження резонансного розсіяння електромагнітних хвиль на діелектричному еліпсоїді в прямокутному хвилеводі.— Вісн. Харк. ун-ту, 1972, № 80. Радиофізика і електроніка, вип. 1, с. 34—39.

Поступила в редколлегию 13.12.83.



## SUMMARY

It is shown experimentally that equivalent scattering characteristics of electromagnetic waves at the little samples with the equal volumes and equal ratio of axes were in the unresonant region only. For resonant scattering of waves sample's form changing brings to essential changing of the structure resonance curve.

УДК 550.388.2

А. И. ГРИТЧИН, Л. Г. КОНЦЕВАЯ,  
С. И. МАРТЫНЕНКО, канд. физ.-мат. наук,  
А. С. ШЕМЕТ

### ВЛИЯНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМ КОРОТКОВОЛНОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧАСТИЧНО ОТРАЖЕННЫХ РАДИОВОЛН В СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ

Имеются экспериментальные данные, свидетельствующие о возможности создания в высокоширотной нижней ионосфере интенсивных искусственных плазменных образований при помощи воздействия на нее мощным КВ радиоизлучением [1]. Однако вопрос о возможном влиянии этих искусственных возмущений на условия распространения радиоволн СВ и КВ диапазонов в среднеширотной нижней ионосфере до настоящего времени оставался открытым.

Представим результаты экспериментального исследования изменений характеристик частично отраженных (ЧО) в среднеширотной ионосфере радиоволн при работе мощной КВ установки в высоких широтах, проведенного в ноябре 1983 г. совместно Харьковским госуниверситетом (ХГУ) и Полярным геофизическим институтом (ПГИ). Нагревная установка ПГИ, расположенная в районе г. Мончегорска, работала с 00<sup>h</sup>15<sup>m</sup> до 05<sup>h</sup>00<sup>m</sup> (время московское) в режиме 3 мин нагрев, 3 мин пауза. Параметры ее следующие [2]: частота  $f_1 = 3,3$  МГц, эквивалентная излучаемая мощность  $P_1 G_1 \approx 10$  МВт, линейная поляризация. В районе г. Харькова (пос. Гайдары) принимались ЧО радиосигналы на частотах  $f_2 \approx 2,5-3,5$  МГц на направленную вертикально вверх антенну (к. н. д. антенны порядка 200). Длительность зондирующих импульсов составляла 25 мкс, частота посылки импульсов 1 Гц. В общем случае квадрат амплитуды принимаемого сигнала  $\bar{A}^2$  имел следующие составляющие:  $\bar{A}^2 = \bar{A}_c^2 + \bar{A}_ш^2$ , где  $\bar{A}_c^2$  и  $\bar{A}_ш^2$  — усредненные на минутном интервале времени квадраты амплитуд собственно ЧО сигнала и шумов соответственно.

Обнаружено, что во время работы греющей установки в районе г. Мончегорска заметно изменялся коэффициент вариаций  $A$ , регистрируемых в районе г. Харькова, а в некоторых случаях наблюдалось и уменьшение  $\bar{A}^2$ . Время появления возмущения в районе г. Харькова в большинстве случаев коррелировало только с момен-

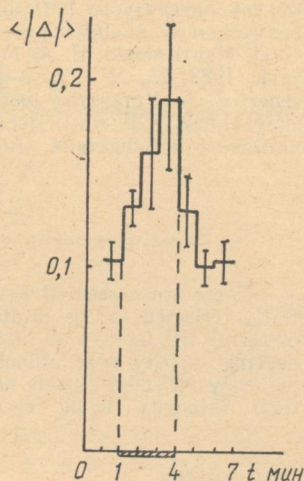


том включения мощной установки и не зависело от времени ее включения. Задержка появления возмущения относительно момента включения мощной высокоширотной КВ установки лежала в пределах от десятка секунд до 1—2 мин. Это свидетельствует о «триггерном» механизме возбуждения возмущения, что, по-видимому, имело место и в экспериментах, описанных в работе [1].

Для примера на рисунке представлена зависимость  $|\Delta|(t)$  для высоты  $z = 81$  км, усредненная за 34 эпохи, где  $\Delta = (\bar{A}^2/(\bar{A})^2)_i - (\bar{A}^2/(\bar{A})^2)_{i-1}$  для соответствующего  $i$ -го минутного интервала ( $i$  — номер минутного интервала, по которому проводилось усреднение  $A$  и  $A^2$ ). Зависимость получена 22.11.83 г. Под осью абсцисс отмечено время работы мощной установки. При исследовании связи наблюдаемого эффекта с геомагнитными условиями в высоких широтах удобно для выделения характерных сеансов возмущений вводить следующую характеристику  $S_i$ :

$$S_i = \begin{cases} \frac{1}{a^2} (\bar{A}_i^2 - \bar{A}_{i-1}^2) |\Delta| & \text{при } (\bar{A}_i^2 - \bar{A}_{i-1}^2) > 0, \\ \frac{1}{a^2} (\bar{A}_i^2 - \bar{A}_{i-1}^2) \Delta & \text{при } (\bar{A}_i^2 - \bar{A}_{i-1}^2) < 0, \end{cases}$$

где  $a$  — некоторый нормировочный коэффициент, имеющий размерность амплитуды и характеризующий среднюю интенсивность принимаемого сигнала для данного сеанса измерений. Видно, что



$S_i < 0$  только при одновременном выполнении условий  $\bar{A}_i^2 - \bar{A}_{i-1}^2 < 0$  и  $\Delta > 0$ . Это соответствует случаю одновременного увеличения коэффициента вариаций и уменьшения интенсивности принятых сигналов, что характеризует момент проявления возмущения.

Выбирая пороговое значение  $S_n = S_{cp} - \sqrt{D_{S_{cp}}}$  ( $S_{cp}$  и  $D_{S_{cp}}$  — усредненные по всему интервалу наблюдения амплитуды и дисперсии  $S_i$ ), можно при выполнении условия  $S_i < S_n$  определять временной интервал появления стимулированного воздействием мощного радиоизлучения возмущения. Сравнение полученных результатов выделения характерных сеансов возмущения с геомагнитными данными, полученными в районе г. Апатиты 22.11.83 г., показало, что в интервале времени с 00<sup>h</sup>15<sup>m</sup> до 00<sup>h</sup>45<sup>m</sup> искусственное возмущение наблюдалось практически в каждом трехминутном интервале работы мощной установки и отсутствовало при ее выключении. Этот временной интервал предшествовал развитию небольшого магнитного возмущения, которое имело место с 01<sup>h</sup>30<sup>m</sup> до 05<sup>h</sup>00<sup>m</sup>



(максимальная амплитуда изменения  $H$ -компоненты была порядка 15 нТ). В интервале времени 01<sup>h</sup>50<sup>m</sup> — 05<sup>h</sup>00<sup>m</sup> явной корреляции времен появления возмущений в районе г. Харькова с интервалами включения мощной установки замечено не было.

Указанное выше свидетельствует о том, что появление стимулированного работой мощного высокоширотного передатчика возмущения существенно зависит от геомагнитной обстановки в высоких широтах. Для выяснения физической природы этого явления необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования..

**Список литературы:** 1. Ослабление высокочастотных радиоволн в искусственно возмущенной мощным радиоизлучением нижней высокоширотной ионосфере / С. И. Мартыненко, В. А. Мисюра, Л. А. Пивень и др. — Изв. вузов. Радиофизика, 1983, 26, № 1, с. 3—6. 2. Капустин И. Н., Перцовский Р. А., Ульянов А. А. Установка для воздействия на полярную ионосферу мощным КВ излучением. — В кн.: Исследования ионосферы и магнитосферы методами активного воздействия, Апатиты, 1977, с. 3—6.

Поступила в редколлегию 30.12.84.

## SUMMARY

There are presented experimental investigation results of changes of partially reflected in the midlatitudinal ionosphere radiowaves (2.6 MHz) of the powerful HF facility at high latitudes. It is found that during the work of the heating facility near Monchegorsk the amplitude variation coefficient of the partially reflected signals near Kharkov became in the mean 1.5 times larger, their intensity being decreased.

УДК 550.388

О. В. ПАХОМОВА

## МОДЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ОТРАЖЕНИЯ ОТ СЛОЯ $E_s$ РАДИОВОЛН, ПРОШЕДШИХ ЧЕРЕЗ ВОЗМУЩЕННУЮ $D$ -ОБЛАСТЬ

Известно, что классический метод вертикального зондирования (ВЗ) ионосферы сталкивается с серьезными трудностями при исследовании нижней ее части —  $D$ -области. Много внимания уделяется изучению возмущенной ионосферы. При этом электронная концентрация  $N(z)$  и действующая высота отражения  $z_d$  сигнала, прошедшего через  $D$ -область, могут существенно увеличиваться. Если радиоволна с переменной частотой  $f > f_{pD\text{max}}$  ( $f_{pD\text{max}}$  — максимальная плазменная частота  $D$ -области) отражается от слоя  $E_s$ , можно надеяться, что метод ВЗ окажется применим для исследования возмущенной нижней ионосферы.

Цель данной работы — проведение модельных исследований влияния параметров возмущенной  $D$ -области на зависимости  $z_d(f)$ .



**Постановка задачи.** В приближении геометрической оптики, которое обычно используется при интерпретации экспериментальных данных в методе ВЗ, действующую высоту отражения сигнала можно рассчитать по формуле

$$z_d(f) = z_0 + \int_{z_0}^z \frac{dz'}{n(z', f, f_H, \nu)}, \quad (1)$$

где  $z_0$  — высота начала области  $D$  над земной поверхностью;  $z$  — истинная высота отражения волны, соответствующая значению

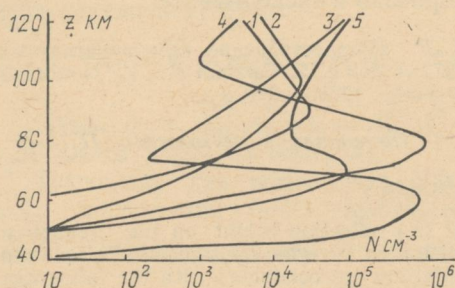


Рис. 1

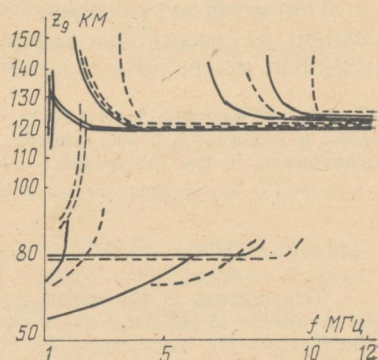


Рис. 2

электронной концентрации  $N$ , удовлетворяющему при данной частоте  $f$  условию полного отражения волны;  $n$  — показатель преломления волны равен

$$n = \sqrt{1 - \frac{4\pi e^2 N(z) (f \pm f_H)}{mf [4\pi^2 (f \pm f_H)^2 + \nu^2(z)]}}. \quad (2)$$

В (2)  $f_H$  — гирочастота электронов;  $\nu$  — частота столкновения электронов. Задача решалась с помощью ЭВМ ЕС 1020. Интеграл в формуле (1) рассчитывался по правилу Симпсона с  $\Delta z = 1$  км.

**Модель среды.** Расчеты  $z_d(f)$  были проведены для пяти моделей  $N(z)$  возмущенной  $D$ -области, представленных на рис. 1;  $z_0$  изменялось в пределах 40–60 км,  $N_{\max}$  варьировалось от  $3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$  до  $10^6 \text{ см}^{-3}$ . Слой  $E_s$  находился на высоте 120 км. Относительный вклад слоя  $E_s$  в значение  $z_d$  при  $f > f_{pD\max}$  не превышает  $\sim 10\%$ , а для  $f \geq f_{pD\max}$  2–4%. Этим вкладом часто можно пренебречь. Профиль  $\nu(z)$  задавался в виде таблицы [2],  $f_H = 1,4$  МГц.

**Результаты расчета.** Для каждого профиля  $N(z)$  рассчитаны  $z_d(f)$  (рис. 2), состоящие из двух нижних (обыкновенная — сплошная линия — и необыкновенная — пунктир — волны, отраженные от  $D$ -области,  $f < f_{pD\max}$ ) и двух верхних (волны отражаются от



слоя  $E_s$ ,  $f > f_{pD\max}$ ) частей. Для нижних кривых с ростом  $z_0$  увеличивается  $z_{d\min}$ . Для верхних кривых определяющей является высота слоя  $E_s$ , а  $z_0$  слабо влияет на  $z_d$ . Последнее при этом изменяется на  $\sim 5$  км (или  $\leq 5\%$ ).

Изменение  $N_{\max D}$  существенно влияет на участки  $z_d(f)$  при отражении сигнала от слоя  $E_s$ . С увеличением  $N_{\max D}$  эти участки смещаются вправо. Минимальное значение  $z_d$  с ростом  $N_{\max D}$  при отражении от слоя  $E_s$  меняется незначительно  $\sim 5\%$ .

Как показали расчеты, пренебрежение влиянием частоты соударений при отражении от области  $D$  и слоя  $E_s$  вносит погрешность  $\sim 5-10$  и  $\sim 1\%$  соответственно.

Таким образом, возмущенная нижняя ионосфера существенно влияет на высотно-частотные характеристики в методе ВЗ и это различие может быть зарегистрировано в эксперименте.

**Список литературы:** 1. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосферы.— М.: Наука, 1972.— 563 с. 2. Gurevich A. V. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere.— New-York, 1978.— 370 p.

Поступила в редколлегию 17.12.84.

## SUMMARY

Dependences of the scaled signal ( $z_g$ ) reflection height on the frequency for a number of profiles  $N(z)$  of the disturbed  $D$ -region for signals reflected from the  $E_s$ -layer are calculated. The calculations are conducted with the influences of the Earth magnetic field.

УДК 551.510.535

А. М. ГОКОВ

## К ВОПРОСУ О ПОВЫШЕНИИ ТОЧНОСТИ МЕТОДА ЧАСТИЧНЫХ ОТРАЖЕНИЙ

При изучении  $D$ -области ионосферы методом частичных отражений (МЧО) исходными данными для вычисления параметров этой области (высотных профилей плотности электронов  $N$ , частоты столкновений электронов с молекулами  $\nu$  и др.) являются амплитуды обыкновенной  $A_o$  и необыкновенной  $A_n$  компонент частично отраженных (ЧО) сигналов [1]. На точность вычислений в этом случае влияет ряд факторов: статистическая природа отражения (рассеяния) радиоволн, неполное соответствие физической идеализации неоднородной структуры ионосферы и распространения радиоволн в ней реальным условиям, технические особенности приемной и антенной систем, различные помехи и т. д.

Рассмотрим, каким образом влияют на точность вычислений высотных профилей  $N(z)$  ( $z$  — высота, км) неполное разделение магнитоионных компонент ЧО сигналов приемной (и антенной) системой и их трансформация в процессе отражения в случае, когда осу-

ществляется одновременный прием обыкновенной «о» и необыкновенной «н» компонент. (Заметим, что эффект трансформации «о» и «н» компонент не сказывается при вычислениях в случае раздельного их излучения и приема [2]).

В эксперименте по ЧО регистрируются амплитуды, которые можно представить как

$$*A_{o,n}(z) = A_{o,n}(z) + A_{o,нт}(z) - A_{н,от}(z), \quad (1)$$

где  $A_{o,n}$  — амплитуды ЧО сигналов;  $A_{o,нт}$  — добавки к  $A_{o,n}$  за счет неполного аппаратного разделения и трансформации «О» и «Н» компонент ЧО сигналов. Для средних (по времени регистрации или ансамблю  $[A_{o,n}]$  этой регистрации) квадратов  $*\overline{A_{o,n}^2}$  (черта сверху — знак усреднения) будет

$$*\overline{A_o^2} = \overline{A_o^2} + m_2 \overline{A_n^2} - m_1 \overline{A_o^2}; \quad *\overline{A_n^2} = \overline{A_n^2} + m_1 \overline{A_o^2} - m_2 \overline{A_n^2}. \quad (2)$$

Здесь  $m_1 = \overline{A_{от}^2} / \overline{A_o^2}$ ,  $m_2 = \overline{A_{нт}^2} / \overline{A_n^2}$  (мы не учитываем в (2) взаимные члены ввиду их малости).

Поскольку для вычисления  $N(z)$  в методике дифференциального поглощения МЧО необходимо знать отношение  $B(z) = \overline{A_n^2}(z) / \overline{A_o^2}(z)$ , определим его связь с  $*B(z) = *\overline{A_n^2}(z) / *\overline{A_o^2}(z)$ :

$$B(z) = \frac{*B(z) + m_1(1 - *B(z))}{1 - m_2(1 + *B(z))}. \quad (3)$$

Далее определим коэффициенты  $m_{1,2}$  следующим образом: возьмем две соседние высоты  $z_1$  и  $z_2$  (которым соответствуют  $B_1$  и  $B_2$ ,  $*B_1$  и  $*B_2$ ) такие, что  $m_{1,2}(z_1) \simeq m_{1,2}(z_2)$  ( $\Delta z = z_2 - z_1 \sim 1$  км для экспериментальных данных). Тогда из (3) имеем два уравнения:

$$*B_1 + m_2^* B_1 B_1 - m_1^* B_1 - B_1 + m_2 B_1 - m_1 = 0, \quad (4)$$

$$*B_2 + m_2^* B_2 B_2 - m_1^* B_2 - B_2 + m_2 B_2 - m_1 = 0, \quad (5)$$

из которых находим  $m_1$  и  $m_2$ :

$$m_2 = \frac{(1 + B_1)(*B_2 + 1) - (1 + B_2)(*B_1 + 1)}{(B_2 - B_1)(*B_2^* B_1 + *B_2 + *B_1 + 1)}, \quad (6)$$

$$m_1 = m_2 B_1 + \frac{*B_1 - B_1}{*S_1 + 1} =$$

$$= \frac{\left[ \frac{(1 + B_1)(*B_2 + 1) - (1 + B_2)(1 + *B_1)}{(B_2 - B_1)(*B_2^* B_1 + *B_2 + *B_1 + 1)} \right] B_1(1 + *B_1) - (*B_1 - B_1)}{*B_2 + 1}. \quad (7)$$

Таким образом, измеряя в эксперименте  $*B(z)$ , мы можем, определив  $m_1$  и  $m_2$ , вычислить  $B(z)$ , т. е. уточнить значения искомого профиля  $N(z)$ . Проиллюстрируем это на примере конкретной регистрации ЧО. Измерения ЧО проводились 31.07.81 г. в 18 ч по московскому времени на частоте  $f \simeq 2$  МГц с помощью системы

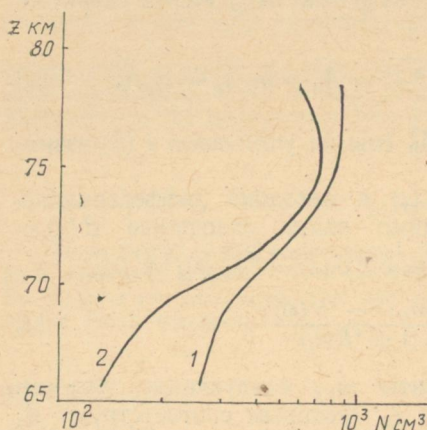


ЧО ХГУ на территории радиофизической обсерватории вблизи г. Харькова. Получена экспериментальная зависимость  $*B(z)$  в интервале высот  $z = 60-80$  км; по модели  $v(z)$  (которая бралась из работы [3]) вычислялся профиль  $R(z)$  (известно, что  $B(z) =$

$$= R(z) \left\{ -\frac{4\omega}{c} \int_0^{z_0} [\kappa_n(z) - \kappa_0(z)] dz \right\}, R(z) = R(v) \text{ зависит только от}$$

$v$ ,  $\omega = 2\pi f$ ,  $c$  — скорость света в вакууме,  $z_0$  — кажущаяся высота отражения «о» волны;  $\kappa_{0,n}$  — мнимая часть коэффициента преломления).

На высотах  $z \leq 60$  км, обычно  $R(v) \simeq B(z)$ . Рассчитав (по известной модели  $v(z)$ )  $R(v)$  для двух близких высот  $z_1$  и  $z_2$  (в нашем случае 60 и 61 км) и используя соотношение  $R(v) \simeq$



$\simeq B(z)$ , получили значения  $m_1 = 0,26$  и  $m_2 = 0,15$  для этой регистрации. Затем, используя (3), вычисляли профиль  $B(z)$  по известной зависимости  $*B(z)$  и  $m_1, m_2$ . Профили  $*N(z)$  и  $N(z)$  вычисляли известной методикой [1, 4] дифференциального поглощения по  $*B(z)$  и  $B(z)$  соответственно. Результаты вычислений приведены на рисунке: кривая 1 вычислена по  $B(z)$ , кривая 2 — по  $*B(z)$ . Из рисунка видно, что учет указанных

выше эффектов позволил уточнить значения  $N$  в среднем на 25—50 %.

В заключение отметим, что неучет этих эффектов в корреляционной методике определения  $N$  [5] приводит к значительно большему (на порядок и более) ошибкам.

**Список литературы:** 1. Belrose J. S., Burke M. J. Study of the lower ionosphere using partial reflection. — J. of Geophys. Res., 1964, 69, N 13, p. 2799—2818. 2. Connolly D. J., Tannenbaum B. S. Mode coupling in partial reflections from the ionosphere at vertical incidence. — Radio Science, 1972, 7, N 4, p. 457—464. 3. Belrose J. S. Radio wave probing of the ionosphere by the partial reflections of radio waves (from the heights below 100 km). — J. Atm. Terr. Phys., 1970, 32, N 4, p. 567—596. 4. Развитие метода частичных отражений / Л.А. Пивень, Ю. П. Федоренко. Рукопись деп. в ВИНТИ 29.07.76 № 2416 — 76 Деп. 5. Бенедиктов Е. А., Гришкевич Л. В., Иванов В. А., Комраков Г. П. Корреляционный метод определения электронной концентрации в D-области ионосферы. — Изв. вузов. Радиофизика., 1971, 14, с. 1452—1454.

Поступила в редколлегию 25.12.84.

## SUMMARY

There is given a method of taking account of a transformation of magnetoionic components of partially reflected signals and their incomplete receiver separa-



tion (under a simultaneous reception) when calculating height electron density profiles. A recording is used to show that it leads sometimes to large errors when these effects are not taken into account.

УДК 621.396.624.712

Н. Н. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук, В. И. КИИКО

## АНТЕННА ВЫТЕКАЮЩЕЙ ВОЛНЫ С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Антенны вытекающей волны (АВВ) хорошо исследованы и широко используются на практике [1, 2], поскольку они обладают такими свойствами, как широкополосность, возможность сканирования диаграммой направленности в секторе до  $60^\circ$  без изменения ширины диаграммы направленности, невыступающая форма поверхности. АВВ не требуют столь высоких допусков при изготовлении, как обычные волноводно-щелевые антенны, что позволяет использовать их в диапазоне миллиметровых волн.

В связи с широким использованием на практике электромагнитных волн с вращающейся поляризацией значительный интерес представляет задача разработки и исследования кругополяризованных АВВ. В строгой постановке задача об излучении АВВ приводит к интегральным уравнениям, решение которых для антенн конечной длины не всегда доступно даже с помощью современных ЭВМ. Некоторые типы АВВ успешно рассчитываются приближенными методами (метод поперечного резонанса, вариационный метод) [1]. Однако и они оказываются сложными и недостаточно точными для случая АВВ с вращающейся поляризацией поля.

Нами экспериментально исследованы возможности создания АВВ с вращающейся поляризацией поля. Получить поле с круговой поляризацией в АВВ можно, если на широкой стенке прямоугольного волновода по линии круговой поляризации токов в волноводе прорезать крестообразные щели или круглые отверстия [1, 3]. Однако такие антенны ввиду конструктивных особенностей обладают малой величиной постоянной затухания  $\alpha_z$  вдоль волновода, и для излучения всей мощности требуются антенны большой длины, порядка  $50a$  (здесь  $a$  — размер широкой стенки волновода). Длину антенны можно уменьшить, если увеличить постоянную затухания  $\alpha_z$ . Для этого нужно или увеличить связь каждого излучающего элемента с волноводом путем расширения линейных размеров щелей или же уменьшить период решетки щелей  $t$ . С увеличением линейных размеров щелей АВВ приближается к антенне с резонансными щелями и при этом теряет ряд свойств, ей присущих. К тому же из-за возросшей связи щелей с волноводом приближенные методы расчета АВВ уже не работают. Минимальный период решетки щелей также ограничен, поскольку связан с длиной крестообразной щели  $l$  или диаметром отверстия  $d$  условиями  $t > l, t > d$ .

Для создания сравнительно коротких АВВ с круговой поляризацией поля нами использован принцип получения поля с вращаю-



щейся поляризацией с помощью Т-образных щелей на прямоугольном волноводе. Идея создания АБВ с вращающейся поляризацией заключается в следующем. На широкой стенке прямоугольного волновода по обе стороны от осевой линии в точках круговой поляризации магнитной составляющей волны  $H_{10}$  прорезаются линейки продольных и поперечных щелей в виде АБВ (рис. 1).

Выбором размеров щелей можно обеспечить совпадение диаграмм направленности и равенство амплитуд ортогональных компонент электромагнитного поля. Ортогональность компонент в пространстве обеспечивается автоматически за счет расположения щелей, а фазовый сдвиг, близкий к  $\pi/2$ , получается путем сдвига фаз, возбуждающих щелевые линейки токов на внутренней стенке волновода. При этом возможны варианты, когда оси продольных и поперечных щелевых линеек совпадают или разнесены на некоторое расстояние.

Для экспериментальной проверки работоспособности и исследования направленных и поляризационных характеристик подобных антенн был изготовлен макет АБВ на базе стандартного прямоугольного волновода. Щели длиной  $l = 0,43a$  прорезались на широкой стенке перпендикулярно к оси волновода с периодом  $t = 0,09a$ . Щелевая АБВ с ортогональной поляризацией выполнялась в виде решетки коротких щелей, расположенных близко друг к другу, и в виде сплошной продольной щели. Оси продольных и поперечных решеток находились на расстоянии  $\delta = 0,22a$  от оси волновода. Все щели имели ширину  $\Delta = 0,09a$ . Длина всей антенны равнялась  $16a$ . Равенство амплитуд ортогональных компонент поля обеспечивалось подбором длины продольных щелей. На рис. 1 (кривая 1) представлена зависимость коэффициентов эллиптичности в главном максимуме диаграммы направленности антенны от длины волны в случае, когда длина продольных щелей составляет  $0,49a$ . Видно, что коэффициент эллиптичности превышает значение 0,5 в диапазоне от 0,72 до 0,93 критической длины волны  $H_{10}$  в волноводе. Максимальное значение коэффициента эллиптичности равно 0,7 на длине волны  $0,85 \lambda_{кр}$ . Направление главного максимума диаграммы направленности такое же, как и в АБВ с линейной поляризацией.

Поскольку в таком варианте антенны число поперечных щелей относится к числу продольных щелей такой же длины, как  $N_{поп}/N_{пр} = l/d = 4,7$ , то для выравнивания амплитуд ортогональных компонент поля коэффициент излучения продольных щелей должен быть значительно выше, чем для поперечных, а следовательно, щели должны быть длиннее. Однако длинные щели приводят к более сильному возмущению электромагнитного поля волны в волноводе. В результате этого фазовый сдвиг между ортогональными компонентами заметно отличается от  $\pi/2$  (для приведенного выше варианта антенн он равен  $70^\circ$ ). Это и является причиной невысокого значения коэффициента эллиптичности в главном максимуме диаграммы направленности такой антенны.



Увеличить амплитуду поля, излучаемого линейкой продольных щелей, без существенного повышения их связи с волноводом, можно увеличив число продольных щелей не меняя длины каждой из них. Для этого решетку продольных щелей можно сделать в виде нескольких рядов близко расположенных друг к другу линеек продольных щелей. На рис. 1 (кривая 2) представлена зависимость коэффициента эллиптичности поля в главном максимуме от длины волны варианта АВВ, в которой поле продольных щелей создается двумя рядами коротких щелей ( $l = 0,43a$ ), расположенных на расстоянии  $0,09a$  друг от друга. В данном варианте для обеспечения равенства амплитуд ортогональных компонент поля количество поперечных щелей уменьшено на 19 %. Как видно из результатов измерений, коэффициент эллиптичности возрос до 0,83.

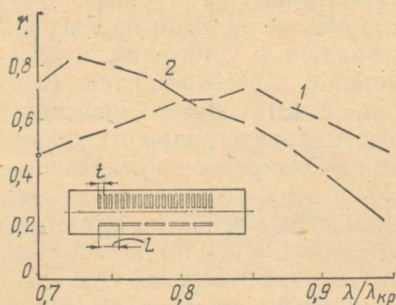


Рис. 1

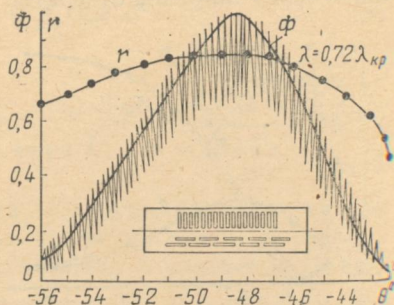


Рис. 2

Исследовались также поляризационные диаграммы направленности антенны вытекающей волны с двумя рядами продольных щелей. На рис. 2 представлена поляризационная диаграмма направленности исследуемой антенны, записанная с помощью вращающейся линейно поляризованной индикаторной антенны. Видно, что коэффициент эллиптичности изменяется незначительно в широком секторе углов.

Список литературы: 1. Уолтер К. Антенны бегущей волны.— М.: Энергия, 1970.— 380 с. 2. Жук М. С., Молочков В. Б. Проектирование линзовых сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств.— М.: Энергия, 1973.— 439 с. 3. Getainger W. J. Elliptically Polarized Leaky Wave Array.— IRE Trans. on Antennas and Propagation, 1962, AP-10 (2), p.165-171.

Поступила в редколлегию 16.12.84.

## SUMMARY

Circularly polarized leaky wave slot antenna is investigated experimentally. Orthogonal components of electromagnetic field are formed by two slot systems one longitudinal and other transversal. In the main peak of pattern, the ellipticity ratio exceeds 0.7. The polarization of the radiating field is shown to change insignificantly over the main beam lobe.

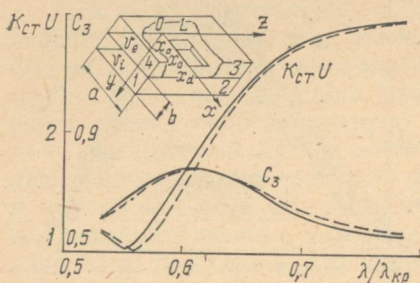


А. Ф. ЛЯХОВСКИЙ, канд. физ.-мат. наук,  
Ю. М. ПЕНКИН, Л. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ГАЛЕРКИНА К РАСЧЕТУ ШИРОКОГО ОТВЕРСТИЯ СВЯЗИ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

В сложных волноводных устройствах и излучающих системах широко используются прямоугольные отверстия связи. Узкие отверстия-щели изучены достаточно подробно, чего нельзя сказать о более широких отверстиях.

Задача об электромагнитной связи двух прямоугольных волноводов через широкое отверстие рассматривалась и ранее. В [1]



она решена методом парных интегральных уравнений, в [2] — методом пересекающихся областей, в [3] — путем численного решения интегрального уравнения методом саморегуляризации. Но в этих работах накладываются ограничения на геометрию отверстия: в [1], [2] полагается, что ширина отверстия совпадает с шириной волновода, а в [3] требуется, чтобы контур отверстия

был достаточно гладким. Кроме того, в [3] увеличение площади отверстия приводит к быстрому росту порядка системы линейных алгебраических уравнений (пропорционально квадрату линейного размера отверстия). Поэтому немалый интерес представляет исследование возможности решения этой задачи методом Галеркина с использованием простейшего базиса.

В случае прямоугольного отверстия с координатными границами для представления электрического поля на нем в качестве такого базиса можно использовать тригонометрические функции. Преимущество такого подхода — его доступность при использовании в инженерной практике и относительная простота численной реализации на ЭВМ.

Рассмотрим прямоугольное отверстие ( $d$  — его размер вдоль оси  $x$ ,  $L$  — вдоль оси  $z$ ), прорезанное в общей широкой стенке двух бесконечных прямоугольных волноводов  $v_1$  и  $v_2$  с бесконечно тонкими и идеально проводящими стенками. Внутреннее заполнение волноводов однородное и изотропное. Один из волноводов, например  $v_1$ , возбуждается волной типа  $H_{10}$ . Найдем распределение тангенциальных составляющих вектора электрического поля на отверстии связи и его матрицу рассеяния. Свяжем с прямоугольным волноводом декартову систему координат  $x, y, z$ , как показано на рисунке. Уравнение для определения электрического

поля на отверстии связи (назовем его  $\vec{e}_{\text{отв}}$ ) получим исходя из условия непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля на его поверхности:

$$\vec{H}_{\tau}^e \{ \vec{e}_{\text{отв}} \} - \vec{H}_{\tau}^i \{ \vec{e}_{\text{отв}} \} = \vec{H}_{\tau}^o, \quad (1)$$

где  $\vec{H}_{\tau}^e \{ \vec{e}_{\text{отв}} \}$  и  $\vec{H}_{\tau}^i \{ \vec{e}_{\text{отв}} \}$  — соответственно магнитные поля, возбуждаемые отверстием связи в нижнем и верхнем волноводах  $v_i$  и  $v_e$ , а  $\vec{H}_{\tau}^o$  — падающее поле.

Уравнение (1) решаем методом Галеркина, выбирая в качестве базисных собственные функции уравнения Гельмгольца для прямоугольного отверстия:

$$\vec{e}_{\text{отв}} = \sum_{p,q} A_{pq} e_{pq}^z \cdot \vec{z}^o + \sum_{s,t} B_{st} e_{st}^x \cdot \vec{x}^o. \quad (2)$$

Здесь

$$e_{pq}^z = \sin(\kappa_p x) \cos(\kappa_q z); \quad e_{st}^x = \sin(\kappa_s x) \cos(\kappa_t z), \quad (3)$$

$$\kappa_p = p\pi/d; \quad \kappa_q = q\pi/L; \quad \kappa_s = s\pi/L; \quad \kappa_t = t\pi/d.$$

В отличие от случая узких щелей [4], здесь учитываются обе поляризации электрического поля на отверстии связи. В результате процедуры Галеркина, в процессе которой уравнение (1) поочередно векторно умножается на функции  $\vec{z}^o \cdot e_{\nu\mu}^z$ ,  $\vec{x}^o \cdot e_{\sigma\tau}^x$  и интегрируется по площади отверстия, исходное векторное уравнение сводится к системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд  $A_{pq}$  и  $B_{st}$ :

$$\sum_{s=1}^{SM} \sum_{t=0}^{TM} B_{st} Y_{st\sigma\tau}^{Bz} + \sum_{p=1}^{PM} \sum_{q=0}^{QM} A_{pq} Y_{pq\sigma\tau}^{Az} = F_{\sigma\tau}^z; \quad (4)$$

$$\sum_{s=1}^{SM} \sum_{t=0}^{TM} B_{st} Y_{st\nu\mu}^{Bx} + \sum_{p=1}^{PM} \sum_{q=0}^{QM} A_{pq} Y_{pq\nu\mu}^{Ax} = F_{\nu\mu}^x,$$

где соответственно  $\sigma, \tau$  ( $\nu, \mu$ ) — целые индексы, изменяющиеся в тех же пределах, что и индексы  $s, t$  ( $p, q$ ). В качестве примера приведем общий вид выражений для одного из матричных элементов и одного из элементов правой части системы уравнений:

$$Y_{st\sigma\tau}^{Bz} = \int_{S_{\text{отв}}} e_{\sigma\tau} H_z^e \{ e_{st}^v \} ds - \int_{S_{\text{отв}}} e_{\sigma\tau} H_z^i \{ e_{st}^v \} ds, \quad (5a)$$

$$F_{\sigma\tau}^z = \int_{S_{\text{отв}}} e_{\sigma\tau} H_z^o ds. \quad (5b)$$

Остальные значения  $Y_{pq\sigma\tau}^{Az}$ ,  $Y_{st\nu\mu}^{Bx}$ ,  $Y_{pq\nu\mu}^{Ax}$ ,  $F_{\nu\mu}^x$  определяются аналогично. Поля  $\vec{H}^{e,i}$  находятся с помощью тензорной функции Грина



бесконечного волновода. Выражения для  $Y$ ,  $F$  (индексы опущены) и  $\vec{H}_{e,i}$  в явном виде из-за громоздкости здесь не приводятся.

Порядок системы (4)  $N$  определяется количеством гармоник представления электрического поля на отверстии:  $N = SM \times TM + PM \cdot QM$ , где  $SM$ ,  $TM$ ,  $PM$  и  $QM$  — максимальные значения числа вариаций по индексам  $s$ ,  $t$ ,  $p$ ,  $q$ .

Диагональные элементы матрицы системы уравнений превосходят остальные, что обеспечивает устойчивость ее решения. Полная система уравнений распадается на две независимые подсистемы, содержащие матричные элементы, при определении которых используются функции (3) только с четным или нечетным числом вариаций вдоль оси  $z$ . Это позволяет вдвое уменьшить порядок решаемой системы уравнений.

Коэффициенты  $A_{pq}$  и  $B_{st}$ , полученные из решения системы (4), используются для определения коэффициентов матрицы рассеяния отверстия связи волноводов.

По полученным формулам составлена программа расчета коэффициентов матрицы рассеяния для смещенного прямоугольного отверстия и проведен ряд тестовых расчетов. Для примера приведем результаты расчета коэффициентов матрицы рассеяния исследованного в [1] отверстия связи, для которого  $L/2a = 0,4$ ,  $d = a$  и  $b/a = 0,45$ . При этом  $PM = 1$  и  $QM = 5$  — число учитываемых гармоник аппроксимации электрического поля продольной (относительно оси волновода) поляризации на отверстии. В силу симметрии условий задачи для такого отверстия связи поле поперечной поляризации можно не учитывать. На рисунке сплошными кривыми представлены результаты нашего расчета  $K_{ctu}$  и  $C_3$  (коэффициента прохождения поля в плечо 3 волновода  $v_e$ ), а штрихованными — результаты расчетов, полученные в [1]. Хорошее совпадение кривых подтверждает правомерность использования метода Галеркина для решения таких задач.

Список литературы: 1. Лерер А. И., Михалевский В. С. Расчет щелевых мостов методом парных интегральных уравнений. — Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1976, 19, № 11, с. 101—104. 2. Лозьяной В. И. Связь двух волноводов по широкой стенке через однородный волноводный шлейф. — Электродинамика и физика СВЧ, 1976, вып. 5, с. 23—26. 3. Свешников А. Г., Репин В. М. Численное решение задачи об электромагнитной связи прямоугольных волноводов через отверстия. — В кн.: Вычислительные методы и программирование, М., 1973, с. 12—21. 4. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенно-фидерные устройства. — М.: Изд. ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1959. — 551 с.

Поступила в редколлегию 15.12.84.

## SUMMARY

The problem on electromagnetic coupling of two rectangular waveguides through a wide rectangular aperture has been solved by Galyorkin's method. An contrast of the narrow slots case two electrical field polarisations on the coupling aperture are taken into consideration. The test calculations results carried out with a computer are in a good agreement with the results that had been known before.



**ВЛИЯНИЕ ИОНИЗИРОВАННЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ЗАВИСИМОСТЬ  
 $V(E)$  ФОСФИДА ИНДИЯ**

Эффект междолинного переноса электронов в полупроводниках в сильных электрических полях проявляется в особой зависимости дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля, имеющей участок отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Знание зависимости  $V(E)$  важно для прогнозирования перспективности различных соединений и расчета энергетических параметров приборов.

Вид зависимости  $V(E)$  определяется энергетическим зазором между минимумами зоны проводимости, константами взаимодействия и концентрацией носителей и др. Зависимость  $V(E)$  для фосфида индия как одного из перспективных соединений, способного заменить арсенид галлия в качестве исходного материала для создания СВЧ генераторов, исследовалась только для чистого беспримесного материала. Реальная ситуация требует оценки влияния ионизированной примеси на зависимость  $V(E)$  и на параметры диода в целом. Поэтому цель работы — всестороннее исследование влияния ионизированных примесей на эффект междолинного переноса электронов в фосфиде индия и зависимости  $V(E)$ .

В работах [1, 2] проводились расчеты зависимости  $V(E)$  в  $\text{InP}$ . Картина переноса электронов в  $\text{InP}$  сложнее, чем в  $\text{GaAs}$ , что связано с особенностями зонной структуры, значением ее параметров. Теоретически зависимости  $V(E)$ , близкие к экспериментальным, можно получить, используя трехуровневую  $\Gamma-L-X$  и двухуровневую модели  $\Gamma-L$  и варьируя такими параметрами, как эффективная масса электронов в  $\Gamma$  и  $L$  долинах, константами взаимодействия  $D_{\Gamma L}$ , деформационными параметрами  $E_{\Gamma}$ ,  $E_L$ . Из перечисленных параметров наиболее важной величиной является константа взаимодействия  $D_{\Gamma L}$ . Наиболее низкое значение  $D_{\Gamma L} = 3 \cdot 10^8$  эВ/см характерно для слабой связи между  $\Gamma$  и  $L$  минимумами и служит подтверждением трехуровневой модели переноса электронов  $\Gamma-L-X$ . Более высокое  $D_{\Gamma L} = 1 \cdot 10^9$  эВ/см — для сильной связи и двухуровневой  $\Gamma-L$  модели переноса.

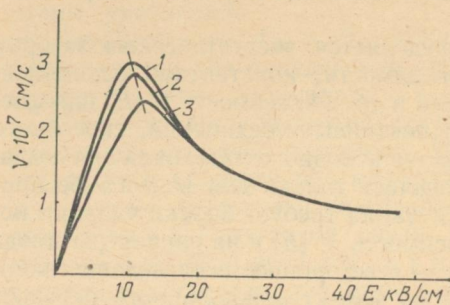
При одинаковых параметрах зонной структуры  $\text{InP}$  зависимости  $V(E)$  двухуровневой ( $\Gamma-L$ ) и трехуровневой ( $\Gamma-L-X$ ) модели близки [3].

Зависимость дрейфовой скорости электронов и других характеристик  $\text{InP}$  от напряженности электрического поля можно рассчитать методом усреднения кинетического уравнения Больцмана с использованием смещенного максвелловского распределения и методом Монте-Карло. В данной работе зависимость  $V(E)$  рассчи-



тывалась методом усреднения по концентрации, импульсу и энергии для двухуровневой  $\Gamma$ — $L$  модели зоны проводимости при значении константы взаимодействия  $D_{\Gamma L} = 1 \cdot 10^9$  эВ/см. Температура решетки  $T_0$  принималась равной 300 и 500 К. В каждой из долин учитывалось рассеяние на акустических, полярных оптических фоновых, междолинное рассеяние и рассеяние на ионизированных примесях. Концентрация ионизированных примесей принималась равной  $10^{15}$ ,  $10^{16}$ ,  $10^{17}$  и  $10^{18}$  см $^{-3}$ . Остальные параметры для расчета взяты из работы [3].

Получены основные характеристики переноса электронов в фосфиде индия: зависимости эффективной температуры электронов от напряженности электрического поля  $T_{\Gamma}(E)$ ,  $T_L(E)$ , подвижности электронов  $\mu_{\Gamma}(E)$ ,  $\mu_L(E)$ , концентрации электронов  $n_{\Gamma}(E)$ ,  $n_L(E)$



в  $\Gamma$  и  $L$  долинах и зависимости дрейфовой скорости электронов  $V(E)$ . Основная зависимость  $V(E)$  приведена на рисунке (1 —  $n_i = 10^{15}$ ; 2 —  $n_i = 10^{17}$ ; 3 —  $n_i = 10^{18}$  см $^{-3}$ ).

Увеличение концентрации ионизированной примеси от  $10^{16}$  до  $10^{18}$  см $^{-3}$  приводит к уменьшению максимальной дрейфовой скорости от  $3 \cdot 10^7$  до  $2,5 \cdot 10^7$  см/с и увеличению

порогового поля с 9,5 до 12 кВ/см. При полях, больших 16 кВ/см, ионизированные примеси не влияют на  $V(E)$ . Отношение  $V_{\max}/V_{\min}$  уменьшается от 3 до 2,5, что косвенно указывает на уменьшение эффективности генерации.

Повышение температуры решетки  $T_0$  от 300 до 500 К не меняет общей картины влияния ионизированных примесей на  $V(E)$ . Для  $T_0 = 500$  К  $V_{\max}$  уменьшается от  $2,7 \cdot 10^7$  см/с при  $n = 1 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  до  $2,4 \cdot 10^7$  см/с при  $n = 10^{18}$  см $^{-3}$ .  $E_{\text{пор}}$  растет от 13,5 до 16 кВ/см. Отношение  $V_{\max}/V_{\min}$  уменьшается от 2 до 1,83. Влияние ионизированных примесей ранее исследовалось только для арсенида галлия [3]. Сравнивая их влияние на характеристики  $\text{InP}$  и  $\text{GaAs}$ , можно отметить следующее: зависимость  $V(E)$  арсенида галлия изменяется с ростом концентрации ионизированной примеси, начиная с  $n_i = 10^{15}$  см $^{-3}$  и выше, а у  $\text{InP}$  — начиная с  $n_i = 10^{16}$  см $^{-3}$ ; влияние  $n_i$  в  $\text{InP}$  простирается на больший интервал напряженностей полей (до 16 кВ/см при  $n = 1 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ ,  $D_{\Gamma L} = 10^9$  эВ/см и  $T_0 = 300$  К). Для  $\text{GaAs}$  при  $E > 12$  кВ/см влияние ионизированных примесей почти не сказывается. Но поскольку пороговые поля для арсенида галлия намного ниже (3,3 — 4 кВ/см), то участок влияния примеси занимает большую часть области с ОДП, чем у  $\text{InP}$ . В  $\text{InP}$  примесь играет более важную роль до порога и на пороге, в то время как в  $\text{GaAs}$  этот диапазон расширяется и за порог.



Таким образом, влияние ионизированных примесей на характеристики диодов и частотные свойства  $\text{InP}$  меньше, чем у  $\text{GaAs}$ . Коэффициент качества ( $V_{\max}/V_{\min}$ )  $\text{InP}$  уменьшается в 1,3 при увеличении  $n_i$  на два порядка, а  $\text{GaAs}$  — в 2 раза.

Это еще раз подтверждает, что влияние ионизированных примесей в  $\text{InP}$  слабее, чем в  $\text{GaAs}$ .

Большинство экспериментальных результатов по исследованию  $V(E)$   $\text{InP}$  получены СВЧ методикой и дают  $V_{\max} \sim 2,5 - 3 \cdot 10^7$  см/с и  $E_{\text{пор}} = 10 - 13$  кВ/см, что неплохо согласуется с результатами нашей работы [4].

Поскольку большинство экспериментов проводилось для образцов с концентрацией носителей  $\sim 10^{15}$  см $^{-3}$ , то трудно сравнивать теоретически полученные зависимости  $V(E)$  для  $n_i > 1 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  с данными экспериментов.

Список литературы: 1. Rees H., Hilsum C. Three — level transferred electron in  $\text{InP}$ . — Electron Lett., 1971, 7, N 15, p. 437—438. 2. Белецкий Н. И., Прохоров Э. Д. Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля в  $\text{InP}$ . — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 7, с. 1467—1472. 3. Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Полупроводниковые материалы для приборов с междолинным переносом электронов. — Х.: Вища шк., Изд-во при Харьк. ун-те, 1982. — 144 с. 4. Nilsen L. D. Microwave measurements of electron drift velocity in indium phosphide for electric fields up to 50 kV/cm — Phys. Lett., 1972, 38A, N 4, p. 220—222.

Поступила в редколлегию 15.12.84.

#### SUMMARY

Basic  $\text{InP}$  transit-time electron characteristics were obtained theoretically taking into account the influence of ionized impurity. The calculation is given for two-level electron transit model  $\Gamma$ -1, interaction constants  $D_{TL} = 1 \cdot 10^9$  eV/sm, lattice temperature  $T_0 = 300$  and 500 K. The interval of variation for ionized impurity concentration is  $1 \cdot 10^{16}$  to  $1 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ .

The calculation shows that the ionized impurity dependence on  $\text{InP}$  transit-time is less than in  $\text{GaAs}$ .

УДК 537.525

В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук,

В. А. ТИМАНЮК, канд. физ.-мат. наук

#### ОБ ОБЛАСТИ ОПТИМАЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЙ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

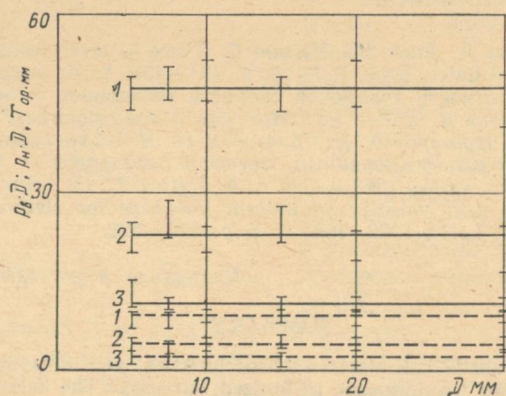
Основные отличия тлеющего разряда с полым катодом от разряда с плоским катодом наблюдаются в некоторой области достаточно низких давлений газа, когда размеры катодных частей разряда становятся сравнимыми с поперечными размерами катодной полости [1]. В этом случае в разряде с полым катодом наблюдается аномальная зависимость напряжения горения разряда  $U$  от дав-



ления газа  $p$ : с уменьшением давления газа напряжение горения также уменьшается. Область аномальной зависимости  $U(p)$  в работе [2] предложено называть областью оптимальных давлений (ООД). Показано, что положение верхней ( $p_v$ ) и нижней ( $p_n$ ) границ ООД для разряда с цилиндрическим полым катодом зависит от рода газа, диаметра и длины катода. Однако количественная связь между давлениями, определяющими ООД, и диаметром катода не установлена.

Цель настоящей работы — детальное исследование влияния диаметра цилиндрического полого катода на положение границ ООД и ее протяженность.

Измерения проведены в разрядных трубках, конструкции которых аналогичны описанным в [2] для катодов с диаметрами от 5 до



30 мм. Чтобы исключить влияние длины катода на положение нижней границы ООД, во всех разрядных трубках отношение длины катода к диаметру было одинаковым. Измерения проведены в режиме непрерывного протекания через катодную полость инертных газов высокой чистоты: гелия, неона и аргона. Разрядный ток во всех случаях выбирали таким, чтобы средняя плотность тока катодов различного диаметра была одинаковой.

Положение границ ООД, как это предложено в [2], определялось по зависимости напряжения горения от давления газа. Давление, при котором наблюдается максимум кривой  $U(p)$ , принималось за верхнюю границу ООД, минимум — за нижнюю. На рисунке приведены полученные на основании многократных измерений кривых  $U(p)$  для катодов различного диаметра  $D$  зависимости  $p_v D$  (сплошные линии) и  $p_n D$  (пунктирные линии) от  $D$  для разряда в гелии (1), неоне (2) и аргоне (3). Видно, что в пределах экспериментального разброса произведения  $p_v D$  и  $p_n D$  являются константами, зависящими только от рода газа. Этот результат показывает, что в отношении границ области оптимальных давлений тлеющий разряд с полым катодом подчиняется общепринятым законам по-

добия разрядов [3]. Следовательно, переход в оптимальный режим полого катода при изменении давления газа или диаметра катода не зависит от таких процессов, как ступенчатая ионизация, рекомбинация и фотоэффект за счет резонансного излучения. Однако при определении плотности разрядного тока или напряжения горения разряда эти процессы нельзя исключать из рассмотрения.

Для применения полых катодов в приборах тлеющего разряда важное значение имеет протяженность области оптимальных давлений, которую можно характеризовать величиной отношения  $p_v/p_n$ . В таблице для различных газов и диаметров катода приведены отношения  $p_v/p_n$ , вычисленные на основании проведенных измерений.

Видно, что протяженность области оптимальных давлений в пределах погрешности измерений не зависит от диаметра катода и рода газа. Это свидетельствует о том, что оптимальный режим полого

Газ	Диаметр катода, мм					
	5	7,5	10	15	20	30
He	5,1	5,1	5,0	5,1	5,1	5,2
Ne	5,0	4,9	4,8	5,0	5,0	4,7
Ar	4,8	5,0	—	4,9	4,6	5,2

катода определяется только кинетикой электронов и ионов в катодной полости. Положение верхней границы ООД зависит для заданного газа только от диаметра катода. Поэтому протяженность области оптимальных давлений для катода заданного диаметра можно изменять только за счет смещения нижней границы ООД. Как следует из работ [2, 4], смещения  $p_n$  в область больших давлений можно добиться уменьшением длины катода, а в область меньших давлений — увеличением длины катода или диафрагмированием выходного отверстия катодной полости.

**Список литературы:** 1. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. — М.: Энергия, 1969. — 184 с. 2. Кириченко В. И., Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Влияние геометрических размеров, материала катода и рода газа на область оптимальных давлений тлеющего разряда с полым катодом. — Журн. техн. физики, 1976, 46, № 9, с. 1857—1867. 3. Френсис Г. Ионизационные явления в газах. — М.: Атомиздат, 1964. — 302 с. 4. Метель А. С. Расширение рабочего диапазона давлений тлеющего разряда с полым катодом. — Журн. техн. физики, 1984, 54, № 2, с. 241—247.

Поступила в редколлегию 16.12.84.

## SUMMARY

The influence of the cylindrical hollow cathode diameter on the boundary position of optimal pressure region and its lengths has been investigated. As a result of numerous measurements it has been shown that the product of pressures corresponding to the upper and lower points of the optimal pressure region on the cathode diameter is the constants that depend only on the kind of gas, the ratio of these pressures being the same for all the gases and cathode diameters.



**ОТРАЖЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕДНОЙ МИШЕНЬЮ  
С ТОНКИМ ПЛАЗМЕННЫМ СЛОЕМ**

В [1] при действии на медь излучения неодимового лазера в режиме распространения слабопоглощающей волны горения наблюдалось значительное уменьшение ее отражательной способности, что объяснялось возникновением на испаряющейся поверхности образца тонкого поглощающего плазменного слоя. Вследствие дополнительной энергии, передаваемой из этого слоя в мишень, осуществлялось ее более эффективное испарение. Исследования [2—3] также указывают на увеличение доли энергии, сообщаемой металлическим образцам выше порога образования плазмы. Таким образом, как для проблемы падения отражательной способности металлов [1], так и для изучения роли приповерхностной плазмы в передаче энергии металлическим мишеням [2—3], представляет интерес исследование оптических свойств поверхности образца с тонким плазменным слоем.

В целях изучения отражательной способности  $R$  приповерхностных областей медной мишени было предпринято их моделирование посредством ограничения продольного разлета плазмы [3]. Для этого со стороны падающего излучения перед мишенью на небольшом расстоянии помещали прозрачную кварцевую пластинку. В этом случае плазма, вследствие ее высокого давления, расширяется не навстречу лазерному лучу, а вдоль промежутка между ограничительной пластинкой и образцом. Тем самым создается приповерхностная область взаимодействия, включающая поверхность мишени и тонкий плазменный слой фиксированной геометрической толщины.

В экспериментах использовали рубиновый лазер с длительностью импульса по полувысоте 45 нс и энергией 0,5 Дж. Измерения  $R$  проводили с помощью эллиптического отражателя [1]. Во внутреннем его фокусе под углом  $\sim 10^\circ$  помещали образец с ограничительной пластинкой, а во внешнем — фотоприемник, регистрирующий лазерный импульс, отраженный от исследуемой приповерхностной области. Излучение, отражаемое кварцевой пластинкой, выводилось из полости отражателя через специальное небольшое отверстие. Погрешность измерений  $R$  не превышала  $\pm 13\%$ . Одновременно проводили калориметрические измерения коэффициента теплового воздействия (КТВ), равного отношению энергии, остающейся в мишени, к энергии в лазерном импульсе [2—3]. Все опыты осуществляли в воздухе атмосферного давления.

Результаты измерений  $R$  для расстояния между мишенью и ограничительной пластинкой  $h = 4 \pm 1$  мкм приведены на рисунке (1, 2, 3 — отражательная способность; 4, 5, 6 — яркостная температура плазменного слоя в зависимости от времени  $t$  при  $I = 55,75$  и  $160$  МВт/см<sup>2</sup>



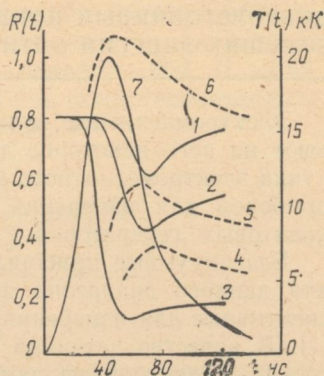
соответственно; 7 — лазерный импульс). Там же показаны зависимости яркостной температуры плазменного слоя  $T$ , измеренные методом оптической пирометрии на длине волны  $530 \pm 5$  нм, с ошибкой  $\pm 15\%$ . Падение  $R$  начинало наблюдаться при действии излучения с плотностью мощности в максимуме  $I = 35 \pm 6$  МВт/см<sup>2</sup>, когда на поверхности возникали первые визуальные следы повреждения. Яркостная температура зоны облучения в этом случае достигала  $3,6 \pm 0,6$  кК.

Увеличение  $h$  не влияет на поведение  $R$  и  $T$  в области  $35 \leq I \leq 75$  МВт/см<sup>2</sup>. При  $I = 75$  МВт/см<sup>2</sup> яркостная температура плазменного слоя достигала  $11,5 \pm 1,6$  кК. Измерения КТВ при одинаковых диаметрах пятна облучения и мишени показывают его рост от значения  $0,2 \pm 0,02$  до  $0,3 \pm 0,05$  при  $I = 35$  и  $75$  МВт/см<sup>2</sup> соответственно. Это указывает на передачу дополнительной энергии из плазменного слоя в мишень. Аналогично поведению  $R$  и  $T$  в области  $35$ — $75$  МВт/см<sup>2</sup> величина КТВ также практически одинакова при наличии перед мишенью ограничительной пластинки и в ее отсутствие. Следовательно, в этом диапазоне  $I$  кварцевая пластинка не оказывает ограничения на разлет плазмы, поэтому геометрическая толщина эффективно поглощающего плазменного слоя не превышает  $4 \pm 1$  мкм.

В области  $75 < I \leq 170$  МВт/см<sup>2</sup> происходит ограничение разлета плазмы. Наблюдается большее падение  $R$  и дальнейший рост КТВ. Увеличение  $h$  вызывает более значительное падение  $R$ . Например, при  $I = 170$  МВт/см<sup>2</sup> отражательная способность мишени с плазменным слоем 25 мкм на 15—25 % меньше, чем при  $h = 4$  мкм.

С учетом постоянства отражательной способности испаряющейся поверхности меди [4] проведенные исследования показывают, что в тонком слое приповерхностной плазмы осуществляется значительное поглощение лазерного излучения. При действии световых потоков  $35$ — $170$  МВт/см<sup>2</sup> этот слой дает дополнительный вклад энергии в мишень, определяющий рост КТВ выше порога образования плазмы [2—3].

Список литературы: 1. Von Allmen M., Blaser P., Affolter K., Sturmer E. Absorption Phenomena in metal Drilling with Nd-lasers. — IEEE J. Quant Electron., 1978, 14, N 2, p. 85—88. 2. Агеев В. П., Конов В. И., Силенок А. С. Ударный механизм нагрева мишеней лазерным излучением в газах. — Письма в ЖТФ, 1977, 3, № 14, с. 677—680. 3. Воробьев А. Я., Кузьмичев В. М. Поглощение лазерного излучения в кратере металлических мишеней. — Квантовая электроника, 1980, 7, № 1, с. 183—186. 4. Воробьев А. Я. Отражательная способность меди при взаимодействии с лазерным излучением в вакууме. — В кн.: VI Всесоюз. конф. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом: Тез. докл., Вильнюс, 1984, с. 300—301.



Поступила в редколлегию 18.12.84.



## SUMMARY

With quartz plate placed at a little distance in front of a copper sample the optical properties of target with geometrically fixed plasma layer were investigated. It was shown that under the action of a single pulse ruby laser radiation with peak intensity  $35\text{--}17\text{ MW/cm}^2$  there is a significant laser light absorption in the near surface plasma layer. The energy absorbed by it is transferred to target giving rise to thermal coupling coefficient.

УДК 535.243:621

*В. Я. КРИСЮК, Л. Н. СУСЕНКО*

### ВИБРОУСТОЙЧИВЫЙ ПОНДЕРОМОТОРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

---

Электромагнитные волны, взаимодействуя с веществом, оказывают на него некоторое давление. На пондеромоторном действии пучка электромагнитного излучения основана, в частности, работа приборов для измерения энергетических параметров оптических квантовых генераторов.

Безвакуумные приборы пондеромоторного типа с прозрачными для данного диапазона приемными элементами — наиболее перспективные для измерения больших энергий оптического излучения [1]. В качестве датчиков давления удобно использовать механотроны — электронные лампы с механически управляемыми электродами [2, 3]. Существенное преимущество таких приборов, как и калориметров, определяется возможностью их абсолютной калибровки. Но (в отличие от калориметров) эти измерители обеспечивают более оперативный контроль энергии и практически не изменяют параметров пучка излучения. Их широкому использованию препятствуют два основных недостатка: неравномерность зонной характеристики (зависимость показаний от места попадания луча на приемный элемент) и сильная чувствительность к механическим ударным воздействиям (толчкам).

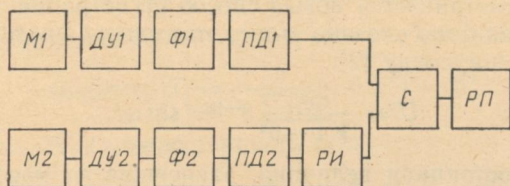
Из механических способов влияние толчков и вибраций наиболее эффективно можно уменьшить подвеской измерительной головки с механотронами и приемными элементами на резиновых шнурах. Но только с такой виброизоляцией при генерации импульса излучения погрешность показаний прибора за счет встряски может достигать 20 %. Для ее уменьшения предлагается устройство, структурная схема которого представлена на рисунке.

В качестве датчиков давления излучения используются два вертикально расположенных механотрона, причем один из них является рабочим, а другой — компенсирующим. Приемным элементом в рабочем механотроне М1 типа 6МХ1С служит круглая пластинка из стекла К8. Для идентичности отклика на толчки к штырю дополнительного механотрона М2 (того же типа) крепится металлическое кольцо, диаметром несколько большим приемного элемента,



чтобы на него не попадало излучение. Масса этого кольца подбирается из условия равенства рабочих частот обоих датчиков.

При генерации импульса излучения, оптическим квантовым генератором сигналы с механотронов  $M1$  и  $M2$ , расположенных в измерительной головке, через дифференциальные усилители  $ДУ1$  и  $ДУ2$  поступают на фильтры  $\Phi1$  и  $\Phi2$  соответственно. Каждый из этих фильтров представляет собой два последовательно включенных фильтра нижних и верхних частот. Далее сигналы в виде затухающих синусоид с рабочей частотой механотронов — около 30 Гц — подаются на пиковые детекторы  $ПД1$  и  $ПД2$  с большим временем запоминания. После этого постоянное напряжение, равное максимальной амплитуде синусоидального сигнала, из канала рабочего механотрона поступает непосредственно на сумматор  $C$ , а из канала компенсирующего — через регулируемый инвертор  $РИ$ . В качестве окончательного регистрирующего прибора  $РП$  можно использовать любой цифровой вольтметр постоянного тока.



При исследовании макета прибора, собранного по такой схеме, удалось значительно уменьшить — не менее чем в 5 раз — влияние толчков и вибраций. Для этого, кроме подбора рабочих частот механотронов  $M1$  и  $M2$ , понадобилось установить необходимый для наилучшей компенсации коэффициент усиления инвертора  $РИ$ . Измерения проводились при уровнях энергии в несколько сотен джоулей.

Таким образом, данные исследования показали перспективность применения двух вертикально расположенных механотронов с проходными приемными элементами для создания виброустойчивого пондеромоторного измерителя энергии оптического излучения больших уровней.

**Список литературы:** 1. Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения / Под ред. А. Ф. Котюка. — М.: Радио и связь, 1981—288 с. 2. Ефимов В. Ф., Кокодий Н. Г., Тимошенко В. Н. Пондеромоторный измеритель энергии высоких уровней. — Импульсная фотометрия, 1981, вып. 7, с. 65—67. 3. Кокодий Н. Г., Ефимов В. Ф. Использование механотрона в пондеромоторном измерителе оптической мощности и энергии ОКГ. — Импульсная фотометрия, 1973, вып. 3, с. 78—81.

Поступила в редколлегию 18.12.84

#### SUMMARY

The vibration-resistant light pressure power meter with two vertical situated movable electrode vacuum tubes is described. It is shown that influence of vibrations and bumps decreases more than five times.



## СПОСОБ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛА В МЕХАНОТРОННОМ ИЗМЕРИТЕЛЕ ЭНЕРГИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Применение механотронов в пондеромоторных измерителях энергии [1] существенно повысило их надежность и технологичность. Однако это не избавило подобные устройства от влияния тепловых эффектов, толчков и вибраций.

Сигнал с механотрона представляет собой затухающую синусоиду. Пиковым детектором регистрировалась амплитуда первого максимума, которая пропорциональна энергии пучка излучения. Но при таком способе индикации большую погрешность вносят толчки и вибрации.

Нами рассматривается новый способ регистрации сигнала с механотрона. Как было сказано выше, этот сигнал представляет собой затухающую синусоиду [2]:

$$U = \frac{A}{\sqrt{1-\beta^2}} e^{-\beta\omega_0 t} \sin \omega t. \quad (1)$$

Здесь  $A$  — постоянная величина, зависящая от массы и момента инерции приемного элемента, жесткости мембраны механотрона, места крепления приемного элемента;  $\beta$  — постоянная затухания;  $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ , где  $\nu_0$  — собственная частота колебаний приемного элемента;  $t$  — время;  $\omega = \omega_0 \sqrt{1-\beta^2}$ .

Синусоида имеет максимумы в моменты времени, которые можно найти, приравнявая нулю первую производную по времени:

$$U' = \frac{A}{\sqrt{1-\beta^2}} e^{-\beta\omega_0 t} (\omega \cos \omega t - \beta\omega_0 \sin \omega t) = 0.$$

Производная обращается в нуль, если равно нулю выражение в скобках:  $\omega \cos \omega t - \beta\omega_0 \sin \omega t = 0$ .

Отсюда получается формула для нахождения  $t$ . Учитывая, что функция  $\arctg$  периодическая с периодом  $\pi$ , необходимо добавить слагаемое  $\pi(n-1)$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$  указывает номер максимума:

$$t_n = \frac{1}{\omega_0 \sqrt{1-\beta^2}} \left( \arctg \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} + \pi(n-1) \right).$$

Подставляя это уравнение в (1), получаем формулу для нахождения максимумов затухающей синусоиды:

$$U_n = \frac{A}{\sqrt{1-\beta^2}} e^{-\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \left( \arctg \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} + \pi(n-1) \right)} \times \\ \times \sin \left( \arctg \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} + \pi(n-1) \right).$$



Просуммируем отдельно амплитуды положительных  $U^+$  и отрицательных  $U^-$  полувольт и найдем их разность  $\Delta U$ . Введем обозначение:

$$B = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}.$$

Тогда получаем

$$U^+ = \frac{A}{\sqrt{1-\beta^2}} \sum_{m=1}^{\infty} e^{-\frac{1}{B} (\arctg B + 2\pi(m-1))} \sin(\arctg B + 2\pi(m-1)),$$

$$U^- = \frac{A}{\sqrt{1-\beta^2}} \sum_{m=1}^{\infty} e^{-\frac{1}{B} (\arctg B + \pi(2m-1))} \sin(\arctg B + \pi(2m-1)).$$

Учитывая периодичность синусоидальной функции, имеем

$$\sin(\arctg B + 2\pi(m-1)) = -\sin(\arctg B + \pi(2m-1)) = \sin(\arctg B).$$

Далее это выражение можно преобразовать следующим образом:

$$\sin(\arctg B) = \frac{B}{\sqrt{1+B^2}} = \sqrt{1-\beta^2}.$$

Следовательно,  $\Delta U$  можно записать так:

$$\Delta U = A(e^{\frac{\pi}{B}} - 1)e^{-\frac{1}{B} (\arctg B - \pi)} \sum_{m=1}^{\infty} e^{-\frac{2\pi m}{B}}.$$

Сумму полученного ряда легко найти, так как он представляет собой убывающую геометрическую прогрессию. Окончательно получаем

$$\Delta U = A \frac{e^{-\frac{1}{B} \arctg B}}{e^{-\frac{\pi}{B}} + 1}. \quad (2)$$

Если суммирование ограничить  $n$  полуволнами, получаем следующее выражение для  $\Delta U$ :

$$\Delta U = A e^{-\frac{1}{B} \arctg B} \frac{1 - e^{-\frac{2\pi n}{B}}}{1 + e^{-\frac{\pi}{B}}}. \quad (3)$$

Обычно механотроны имеют  $\beta$  порядка 0,01. Поэтому  $\Delta U$  у них очень близко к 0,5  $A$ , т. е. равно половине амплитуды первого максимума. Из (3) видно, что накопление разностного сигнала уменьшается экспоненциально по мере приближения к значению 0,5  $A$ .

Рассмотренный способ имеет преимущество перед применяемыми ранее. Так как суммируются амплитуды большого числа максимумов (порядка 100), то шумы механотрона усредняются и отношение сигнал/шум увеличивается.



Список литературы: 1. Кокодий Н. Г., Ефимов В. Ф. Использование механотрона в пондеромоторном измерителе оптической мощности и энергии ОКГ.— Импульсная фотометрия, 1973, вып. 3, с. 78—81. 2. Мейер Э., Мердер К. Зеркальные гальванометры и приборы со световым указателем.— М.— Л.: Госэнергиздат, 1959.— 568 с.

Поступила в редколлегию 17.12.84.

## SUMMARY

The method of detecting exponentially decayed periodical signal are theoretically discussed. It shown, that this method of detecting increase the signal/noise rate.

УДК 535.568.1.(088.8)

А. П. КЛИМКО, Л. Д. СТЕПИН, канд. физ.-мат. наук,  
С. Н. ЖОЛОНДКОВСКИЙ

## РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ АЛАНИНА

При исследовании растворов применяются оптические методы. Если в качестве растворителя выступает вода — универсальный растворитель для биологически важных объектов, то среди оптических методов следует выделить рассеяние света. Вода обладает самыми низкими значениями коэффициентов рассеяния и деполяризации рассеянного света. Растворение даже небольшого количества вещества приводит к значительным изменениям этих параметров. Благодаря этому, метод светорассеяния в сочетании с рефрактометрией широко применяется при исследованиях процессов взаимодействия биологически важных веществ с водой.

Нами изучались оптические свойства водных растворов одной из наиболее распространенных аминокислот — DL- $\alpha$ -аланина и его дипептида. При этом измеряли интегральный коэффициент рассеяния света  $R_s$ , его анизотропную компоненту  $R_{ан}$ , коэффициент преломления  $n$  в диапазоне температур 20—55 °C, концентраций — 0,01 — 0,1 М/л, на длинах волн 441,2 и 632, 8 нм. По полученным данным вычисляли изотропную компоненту рассеянного света  $R_{из}$ , коэффициент деполяризации  $\Delta$ , молярную рефракцию, из которой были получены значения средней поляризуемости молекул [1]:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{d} = \frac{4}{3} \pi N_A \alpha. \quad (1)$$

При этом использовали принцип аддитивности рефракции смеси. Производили также расчет средней поляризуемости молекул вещества по валентно-оптической схеме [2].

Образцы готовили на дистиллированной воде, качество которой контролировалось по измерению электропроводности. Перед измерениями растворы обезгаживали путем откачки с нагревом образца до 60 °C с последующим охлаждением. Образцы фильтровали через



микропористый мем-  
бранный фильтр с диа-  
метром пор 0,2 микрона  
непосредственно в изме-  
рительную камеру в пы-  
лезащитном боксе. Тем-  
пературу в камере под-  
держивали с точностью  
до  $\pm 0,05^\circ\text{C}$ . Результа-  
ты измерений приведены  
в таблице, из которой  
видно, что температур-  
ная зависимость изо-  
тропной компоненты  
рассеянного света не яв-  
ляется монотонной для  
раствора мономера DL- $\alpha$ -аланина. Как извест-  
но, эта компонента в рас-  
творах определяется  
флуктуациями плотнос-  
ти и концентрации. Тер-  
модинамический расчет  
дает следующее выраже-

$t^\circ\text{C}$	$\lambda_{\text{нм}}$	$R_s$	$R_{\text{ан}}$	$R_{\text{из}}$	$\Delta$	$n$
17	441,2	51,0	1,1	49,9	2,4	1,3403
17	441,2	8,6	0,69	7,91	8,0	1,3414
20	441,2	57,5	1,3	56,2	2,6	1,3399
20	441,2	8,5	0,72	7,8	8,4	1,3411
30	441,2	68,5	2,2	66,3	3,2	1,3389
30	441,2	8,8	0,84	7,96	9,5	1,3399
40	441,2	66,0	2,8	63,2	4,2	1,3374
40	441,2	9,3	1,01	8,19	10,9	1,3383
45	441,2	62,3	2,9	59,4	4,6	1,3365
45	441,2	9,3	1,04	8,26	11,1	1,3376
55	441,2	62,0	2,7	59,3	4,4	1,3364
55	441,2	9,5	1,01	8,49	10,6	1,3359
17	632,8	12,6	0,04	12,5	0,32	1,3322
17	632,8	0,95	0,19	0,76	20,0	1,3323
20	632,8	12,4	0,05	12,3	0,4	1,3319
20	632,8	0,96	0,19	0,76	20,3	1,3325
30	632,8	12,2	0,09	12,1	0,73	1,3308
30	632,8	1,02	0,22	0,80	21,4	1,3314
40	632,8	11,9	0,12	11,7	1,01	1,3295
40	632,8	1,12	0,25	0,87	22,3	1,3300
45	632,8	11,8	0,13	11,6	1,11	1,3287
45	632,8	1,15	0,26	0,89	22,6	1,3292
55	632,8	12,1	0,13	11,9	1,07	1,3268
55	632,8	1,3	0,24	1,06	18,4	1,3280

ние для коэффициента рассеяния на флуктуациях плотности [1]:

$$R_{\text{пл}} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} kT\beta_T (n^2 - 1)^2 \left( \frac{3n^2}{2n^2 + 1} \right)^2. \quad (2)$$

На флуктуациях концентрации

$$R_{\text{к}} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4 N_A} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right)^2 RT \left( \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} \right)^{-1} V_{12}. \quad (3)$$

Здесь  $\beta_T$  — изотермическая сжимаемость;  $n$  — показатель преломления;  $G$  — термодинамический потенциал Гибса;  $V_{12}$  — молярный объем растворенного вещества;  $x$  — его молярная доля. Для чистых жидкостей и молекулярно смешивающихся растворов обе компонен-  
ты должны монотонно увеличиваться с температурой.

Полученный в эксперименте немонотонный характер зависимости коэффициента изотропного рассеяния света от температуры свиде-  
тельствует об отклонении раствора от идеального.

В работе [3] авторы исследовали изменение самодиффузии моле-  
кул воды при растворении в ней аминокислот. В частности, для  
аланина получена слабая зависимость коэффициента самодиффузии  
молекул воды от концентрации растворенного вещества, свидетел-  
ствующая о незначительном взаимодействии его с растворителем.  
Высокое значение коэффициента рассеяния и аномальная зависимость  
его от температуры, полученная в нашем эксперименте, также сви-



детельствует о слабом взаимодействии аланина с водой, образовании молекулярно несмешивающейся системы.

Молекулы аминокислоты в нейтральной среде принимают форму цвиттер-ионов и могут путем электростатического и гидрофобного взаимодействия друг с другом образовывать ассоциаты. Подобной моделью авторы [4] объясняют аномальную зависимость коэффициента рассеяния от концентрации в спирто-водных растворах. В процессе образования и распада ассоциатов значительную роль играет подвижность молекул растворителя и вещества, в особенности при малых концентрациях. В частности, при температурах около 20 °C наличие льдоподобных структур в воде ограничивает подвижность растворенного вещества. В случае повышения температуры происходит разрушение льдоподобного каркаса, увеличение подвижности молекул, что способствует образованию ассоциатов, служащих центрами светорассеяния. Эти явления обуславливают рост коэффициента рассеяния в диапазоне температур 15—30 °C. С дальнейшим повышением температуры происходит разрушение ассоциатов и связанное с ним уменьшение коэффициента изотропного рассеяния.

Анизотропная компонента рассеянного света позволяет определить коэффициент деполаризации  $\Delta$ . Как видно из таблицы, его значения лежат в пределах 0,02—0,05 для длины волны 441,2 нм. Низкое значение коэффициента деполаризации указывает на то, что рассеивающие центры имеют форму сферы. С повышением температуры значение коэффициента анизотропного рассеяния растет, что также можно объяснить ростом количества рассеивающих центров. При температурах выше 35 °C количество ассоциатов уменьшается, но увеличиваются флуктуации ориентации, приводящие к увеличению анизотропной компоненты рассеянного света. В области температур 30—35 °C вклад двух указанных механизмов компенсируется, что следует из независимости  $R_{an}$  от температуры. В таблице приведены значения параметров рассеянного света для концентрации аланина 0,042 М/Л. Характер температурной зависимости измеренных параметров для других концентраций в исследуемом диапазоне температур аналогичен.

О слабом взаимодействии растворенного вещества с водой свидетельствуют также данные по рефрактометрии. Вычисленное по измеренным показателям преломления (соотношение (1)) значение средней поляризуемости молекул практически совпадает с рассчитанным по валентно-оптической схеме (8,2 и 8,35 соответственно).

В отличие от *DL*- $\alpha$ -аланина димер, образованный двумя молекулами аминокислоты посредством пептидной связи в водном растворе, дает более низкий коэффициент изотропного рассеяния при одинаковых молярных концентрациях и температурах. Температурная зависимость коэффициента рассеяния носит практически монотонный характер. Значение коэффициента деполаризации в растворах димера лежит в пределах 0,08—0,11 при длине волны 441,2 нм. Это свидетельствует о том, что димер в воде обладает меньшей склонностью к образованию ассоциатов, чем мономер.



При образовании пептидной связи полярная группировка оказывается внутри молекулы. Взаимодействие с водой осуществляется через атомы пептидной группировки.

Таким образом, при образовании пептидной связи, характерной для молекул белка, в значительной степени изменяются свойства молекулы, что отражается на характере взаимодействия молекул аминокислоты с растворителем. Раствор аминокислоты в воде можно причислить к молекулярно-несмешивающимся, а ее димер к молекулярно-смешивающимся растворам.

**Список литературы:** 1. Вукс М. Ф. Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1977.— 320 с. 2. Волькенштейн М. В. Молекулярная оптика.— М.; Л.: ГИТТЛ, 1951.— 743 с. 3. Алтунина Л. И., Безруков О. Ф. Самодиффузия в водных растворах аминокислот, пептидов и белков.— Структура и роль воды в живом организме.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1968, вып. 2, с. 57—69. 4. Иванов Д. Ю., Костко А. Ф. Исследование рассеяния света в водных растворах третичного бутанола методом корреляционной спектроскопии.— Вода в биологических системах и их компонентах.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1983, вып. 5, с. 51—56.

Поступила в редколлегию 12.01.85.

#### SUMMARY

By means of light dissipation method in the combination with refractometry the character of intermolecular interaction of water solutions of alanin and its dipeptid has been investigated. On the basis of the data obtained the conclusion about different character of their interaction with water has been made.

The date obtained correlate with those of other authors, received by NMR-method.

УДК 535.317.1

В. А. ЕПИШИН, канд. физ.-мат. наук, М. В. НЕОФИТНЫЙ

#### О СВОЙСТВАХ ДИФРАКЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ СИСТЕМ ИЗ ДВУХ И ТРЕХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ТРАНСПАРАНТОВ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ПУЧКОМ СВЕТА

Открытый Лау [1] эффект формирования контрастных дифракционных полос в дальней зоне наблюдения при некогерентном освещении двух одинаковых транспарантов, расположенных по отношению друг к другу в плоскостях Фурье-изображений, в последнее время приобрел актуальность в связи с созданием интерферометров для диагностики фазовых объектов [2—7]. В [6, 7] теоретически обнаружены дополнительные условия, при которых возможно образование контрастного свето-теневого изображения в зоне дифракции Френеля, в плоскости наблюдения, определяемой периодом транспарантов и длиной волны света.

В статье сообщается об экспериментальном наблюдении контрастных черно-белых полос при освещении систем из двух и трех



периодических транспарантов, расположенных на произвольном расстоянии друг от друга, немонахроматическим светом в плоскостях наблюдения, местоположение которых зависит только от расстояния между транспарантами. При этом имеются картины, близкие к саморепродуцированным и мультиплицированным изображениям транспаранта, ближайшего к источнику света. Источником излучения служила лампа накаливания КЗ0-400. Изготовленные методом фотолитографии стеклянные транспаранты с прямолинейными непрозрачными полосами располагались в параллельных плоскостях на пути сколимированного пучка света диаметром 54 мм. Изображения регистрировались на фотопленку. Эксперимент проводился на голографическом стенде УИГ-22.

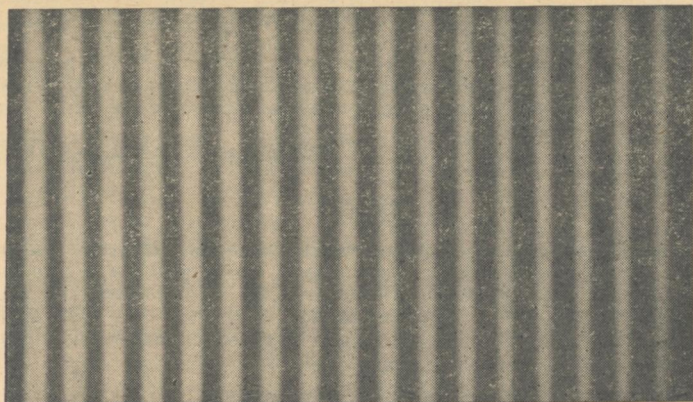


Рис. 1

При освещении двух транспарантов, разделенных расстоянием  $L$ , в плоскостях наблюдения  $Z$ , находящихся от второго транспаранта на расстоянии  $L_p = L/p$ , где  $p = 1, 2, 3, \dots$ , наблюдались саморепродуцированные или мультиплицированные изображения с коэффициентом мультипликации  $p$ . На рис. 1 приведено саморепродуцированное изображение при освещении системы двух периодических транспарантов, период которых  $T = 1,25$  мм, ширина непрозрачных полос  $d = 0,8$  мм, зарегистрированное на расстоянии  $L_1 = 340$  мм. Между плоскостями  $Z = L_p$  изображения менее контрастны и отличаются от саморепродуцированных и мультиплицированных изображений.

Существует диапазон величин  $L$ , при которых наблюдается описанное явление. Для выбранных параметров транспарантов саморепродуцированное изображение наблюдалось при  $L$  (мм)  $\in [90; 450]$ . Данные границы определяются периодом транспарантов. С ростом  $T$  увеличивается  $L_{\max}$ . На рис. 2 приведен пример саморепродукции при  $L$ , близком к критическому и равному 100 мм для



$T = 1,25$  мм,  $\frac{d}{T} = 0,32$ . Мультиплицированные изображения при таком  $L$  отсутствуют, так как плоскости их наблюдения располагаются в геометрической области.

На рис. 3 приведено мультиплицированное изображение транспаранта для  $L_2 = 170$  мм, самоизображение которого представлено на



Рис. 2



Рис. 3

рис. 1. В отличие от известной мультиплицированной картины при когерентном освещении, в рассматриваемом случае по сравнению с оригиналом все структурные размеры уменьшаются в два раза.

Введение фазового объекта между двумя транспарантами приводило к изменениям местоположения плоскости максимального контраста изображения и периода следования дифракционных плоск.



Так, для оптической системы с  $T = 1,25$  мм,  $\frac{d}{T} = 0,64$ ,  $L = 295$  мм воздействие фокусирующей линзы с фокусным расстоянием 2 м приводило к смещению плоскости саморепродукции на 45 мм. Период расположения дифракционных полос уменьшался на 24 %. Чувствительность такой оптической системы к фазовым искажениям увеличивается с ростом  $L$ .

Саморепродукция наблюдалась также при освещении двух объектов с различным коэффициентом заполнения. В случае транспарантов со значениями  $\frac{d}{T}$ , равными 0,32 и 0,64, на расстоянии, равном  $L$ , наблюдалось самоизображение первого из них.

При освещении трех транспарантов последние располагались как на равных, так и на различных расстояниях  $L'$  и  $L''$  относительно друг друга. При этом самоизображения наблюдаются в двух плоскостях наблюдения  $Z = L'$ ,  $Z = L''$ .

Исследовалось влияние конечных размеров структур. Для этого при помощи ирисовой диафрагмы изменялось число освещенных элементов первого транспаранта. Ограниченность объектов приводила к искажению крайних элементов изображения. При числе освещенных элементов транспаранта, равном 12, изображения центральных элементов не отличаются от изображений достаточно протяженного объекта.

*Основные результаты.* 1. Впервые наблюдались саморепродуцированное и мультиплицированное изображения при освещении системы из двух или трех периодических транспарантов монохроматическим светом в плоскостях наблюдения, расположенных не далее, чем в зоне Френеля, на расстояниях от транспарантов, не зависящих от их параметров, а связанных с их взаимным удалением.

2. Данный эффект имеет место для объектов, у которых размеры прозрачных и непрозрачных участков являются величинами одного порядка. В случае малых перегородок по сравнению со щелями он отсутствует. При этом изображения имеют очень низкий контраст и их структура в явном виде не отражает структуру транспарантов.

Эффект наблюдается для ограниченного интервала расстояний между транспарантами, зависящего от их периода. Например, если последний имеет величину порядка 1 мм, то порядок его 0,1—0,5 м.

3. Мультиплицированные изображения качественно отличаются от таковых для случая освещения когерентным светом и представляют собой периодические картины, все характерные размеры которых меньше характерных размеров транспаранта в число раз, равное коэффициенту мультипликации. При расстояниях между транспарантами вблизи нижней границы интервала, упомянутого в предыдущем пункте, мультипликация не наблюдается, так как ее плоскость наблюдения приходится на геометрическую область.

4. При прохождении монохроматического пучка света через систему из трех одинаковых транспарантов с различным расстоя-



нием между первым и вторым ( $L'$ ) и вторым — третьим ( $L''$ ) контрастные самоизображения наблюдаются на расстояниях  $L'$  и  $L''$  от последнего транспаранта.

6. При введении фазового объекта между освещаемыми транспарантами, смещается плоскость контрастного изображения и изменяется период расположения дифракционных полос.

Список литературы: 1. *Lau E.* Beugungerscheinungen an Doppelrastern.— *Ann. Phys.*, 1948, 16, p. 417—423. 2. *Jans J., Lohmann A. W.* The pau effect (a diffraction experiment with incoherent illumination).— *Optics Communications*, 1979, 28, No. 2, p. 263—267. 3. *Gori F.* Lau effect and coherence theory.— *Optics Communications*, 1979, 31, No. 1, p. 4—8. 4. *Sudol R., Thompson B. J.* Lau effect: theory and experiment.— *Appl. Opt.*, 1981, 20, No. 6, p. 1107—1116. 5. *Swanson G. J., Leith E. H.* Lau effect and grating imaging.— *J. Opt. Soc. Amer.*, 1982, 72, No. 5, p. 552—555. 6. *Patorski K.* Incoherent superposition of multiple self-imaging Lau effect and moire fringe explanation.— *Optica Acta*, 1983, 30, No. 6, p. 745—758. 7. *Patorski K.* Heuristic explanation of grating shearing interferometry using incoherent illumination.— *Optica Acta*, 1984, 31, No. 1, p. 33—38.

Поступила в редколлегию 16.08.85.

## SUMMARY

The properties of diffraction images formed without usage of additional optics when the parallel achromatic light periodic gratings have been studied experimentally. For the first time the self-imaged and multiple images of the object nearest to illuminator have been observed at the observation planes situated not beyond the Fresnel diffraction zone at the distances from gratings not related with their parameters and depending only on their mutual separation. The effect takes place for a finite range of distances between gratings when the dimensions of their transparent and opaque areas are values of the same order.

УДК 621.372.852.1

А. Г. ЮЩЕНКО, А. А. ЗВЯГИНЦЕВ, канд. физ.-мат. наук,  
В. И. ВЬЮННИК

## ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СТЕРЖНЕВОЙ РЕЗОНАТОР ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО СЕЧЕНИЯ

Использование диэлектрических стержневых резонаторов (ДСР) в технике СВЧ отвечает потребности миниатюризации в сочетании с возможностью получения улучшенных характеристик устройств микроволнового диапазона. Известны работы, посвященные анализу ДСР, образованного диэлектрическим цилиндром кругового сечения и закорачивающими его металлическими плоскостями [1]. Однако для ряда практических случаев предпочтительнее являются диэлектрики вытянутого сечения. Для изучения особенностей характеристик подобных структур целесообразно использовать диэлектрический цилиндр эллиптической формы поперечного сечения [2].



Используя приближения, предложенные в работах [1, 3], можно рассматривать ДСР как диэлектрический волновод с определенными граничными условиями. Исследуемый резонатор представляет собой отрезок диэлектрического стержня эллиптического сечения, находящийся между двумя бесконечными, идеально проводящими плоскостями. Считая, что законы изменения составляющих поля вдоль оси  $z$  для прямой и обратной волны определяются множителями  $e^{-i\Gamma z}$  и  $e^{i\Gamma z}$  соответственно, имеем условие существования стоячих волн в системе в виде

$$\Gamma = \left[ \frac{\pi}{2} + k\pi \right] / L, \quad k = 0, 1, 2, \dots,$$

где  $\Gamma$  — постоянная распространения рассматриваемой волны;  $L$  — полудлина резонатора.

Характеристическое уравнение эллиптического диэлектрического волновода представляет собой бесконечный определитель, что является следствием неортогональности его собственных функций на границе цилиндра [4]. Для численных расчетов можно воспользоваться основным приближением дисперсионного уравнения, приведенным в работе [2].

Численные расчеты резонансных частот низших колебаний структуры производились для фиксированной площади поперечного сечения стержня, при различных соотношениях между малой и большой полуосью эллипса ( $b/a = th\xi$ ). Характерной особенностью спектра собственных колебаний эллиптического цилиндра является его расщепление на две ветви, соответствующие решениям дисперсионного уравнения для четных и нечетных волн. Это обстоятельство указывает на принципиальную возможность построения на основе вытянутых диэлектриков двухполосных фильтров с близкими значениями резонансных частот. Различие в значениях резонансных частот увеличивается с уменьшением  $\xi$ . Это объясняется поляризационным отличием поперечного поля этих волн. Так, для четной волны  $HE_{11}^e$  электрическое поле в цилиндре направлено перпендикулярно к большой оси эллипса, а у нечетной волны  $HE_{11}^o$  — параллельно. С уменьшением  $\xi$  обе ветви сближаются вследствие уменьшения концентрации электромагнитного поля внутри стержня. По мере вырождения эллиптического сечения в круговое (с ростом  $\xi$ ) обе ветви объединяются и соответствуют поляризационно вырожденным колебаниям кругового цилиндра. В этом случае можно воспользоваться асимптотическим представлением функций Маттье через функции Бесселя [5], тогда уравнения для четных и нечетных волн сводятся к известному характеристическому уравнению для круглого волновода [6] и полученные результаты совпадают с графической степенью точности с данными [1].

Полученные результаты могут быть полезны при разработке фильтров СВЧ диапазона, а также для контроля геометрических параметров круглых волноводов.



Список литературы: 1. *Pospieszalski M. W.* On the Theory and Application of the Dielectric Post Resonator. — IEEE Trans. MTT, 1977, 29, N 3, p. 228—231. 2. Любимов Л. А., Веселов Г. И., Бей И. А. Диэлектрический волновод эллиптического сечения — Радиотехника и электроника, 1961, 6, N 11, с. 1871—1880. 3. *Pospieszalski M. W.* Cylindrical dielectric resonator and their applications in TEM line microwave circuits. — IEEE Trans. MTT, 1979, 27, N 3, p. 233—238. 4. *Yeh C.* Elliptical dielectric waveguides. — J. Apples Phys., 1962, 33, N 11, p. 3235—3243. 5. *Мак-Лакман Н. В.* Теория и приложения функций. Матье. — М.: Изд-во иностр. лит., 1953. — 100 с. 6. *Взятых В. Ф.* Диэлектрические волноводы. — М.: Сов. радио, 1970. — 216 с.

Поступила в редколлегию 12.03.85.

## SUMMARY

The spector of the self frequencies of the dielectric resonator with an elleptic cross section is viewed here. The calculation dependencies of overtuning resonance frequencies of the main oscillations of the structure depending on the degree of ellipticalness of the cylinder for some meanings of dielectric permeability of the post are presented. Practical application of the results received in the paper is discussed here.

УДК 537.86

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

## РАСЧЕТ ПОЛЕЙ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ, РАССЕЯННЫХ КРИВОЛИНЕЙНЫМИ ИМПЕДАНСНЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

Развитие различных областей волновой науки и техники требует шире и глубже изучать задачи рассеяния и излучения. Конструктивным инструментом упрощения постановки таких задач являются эквивалентные условия Щукина-Леонтовича, которые могут быть получены только для задачи о нормальном падении плоской волны на плоскую границу раздела двух сред — вакуума и хорошего проводника [1]. Однако эти условия позволяют получать плодотворные результаты и при рассеянии волн с неплоским фазовым фронтом, и при наличии криволинейных границ раздела [2, 3]. В таких задачах импедансные условия уже не точные, они только приближенно описывают электродинамические процессы. Естественно, возникает вопрос о возможности их применения к исследованию рассеяния криволинейными границами и достоверности получаемых результатов.

Для дальнейшего анализа введем систему ортогональных криволинейных координат  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  и предположим, что поверхность рассеивателя, изготовленного из материала с большим по модулю комплексным показателем преломления  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ , задана уравнением  $\alpha = \text{const} = \alpha_c$ . В этом случае при весьма высоких частотах для анализа полей, проникающих внутрь объекта, и установления связи между их компонентами на границе можно воспользоваться представлениями геометрической оптики [2]. Положим



$$V\bar{\epsilon}\bar{\mu} = V(\alpha, \beta, \gamma)/d, \quad (1)$$

где  $d$  — малый параметр. При этом существенно, что если взять в качестве векторов поля  $V\bar{\epsilon}\vec{E}$  и  $V\bar{\mu}\vec{H}$ , то большие значения  $\epsilon$  либо  $\mu$  войдут в уравнение Максвелла только в виде произведения  $V\bar{\epsilon}\bar{\mu}$ , а по отдельности — только в виде  $\nabla\epsilon/\epsilon$  и  $\nabla\mu/\mu$ . Для построения решения положим

$$\vec{E} = \frac{\vec{A}}{V\bar{\epsilon}} e^{i\psi/d}; \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{V\bar{\mu}} e^{i\psi/d}. \quad (2)$$

Далее, частично опираясь на результаты работы [3], разложим  $\vec{A}$  и  $\vec{B}$  в ряды по степеням  $d$ :

$$\vec{A} = \vec{A}_0 + d\vec{A}_1 + d^2\vec{A}_2 + \dots; \quad \vec{B} = \vec{B}_0 + d\vec{B}_1 + d^2\vec{B}_2 + \dots \quad (3)$$

В нулевом порядке относительно малого параметра  $d$  для функции  $\psi(\alpha, \beta, \gamma)$ , описывающей изменение фазы прошедшего поля, найдем

$$\psi'_\alpha = -k_0 v V\bar{g}_\alpha, \quad (4)$$

где  $g_\alpha$  — коэффициент Ламе системы координат; штрих означает дифференцирование по  $\alpha$ , орт  $\vec{\alpha}_0$  совпадает с внешней нормалью к поверхности. Отсюда в нулевом порядке относительно  $d$  найдем

$$A_{0\alpha} = A_{0\beta} = A_{0\gamma} = B_{0\alpha} = 0. \quad (5)$$

Учет членов первого порядка малости приводит к соотношениям

$$A_{1\beta} = -B_{0\gamma}; \quad A_{1\gamma} = B_{0\beta} = A_{1\alpha} = 0. \quad (6)$$

Во втором приближении из уравнений Максвелла и (1) — (4) вытекают две системы уравнений относительно компонент векторов  $A_{2\beta, 2\gamma}$ ,  $B_{1\beta, 1\gamma}$ , имеющих детерминанты, равные нулю. Условиями разрешимости этих систем служат волновые уравнения для произведений квадратов амплитуд тангенциальных компонент  $B_{0\gamma}$  и  $B_{0\beta}$  на соответствующие коэффициенты Ламе, отвечающие продольным координатам. Аналог волнового числа  $\kappa_\alpha$  при этом определяется из  $\kappa_\alpha^2 = \ln'_\alpha(\epsilon\mu)/2$ . Это значит, что по мере проникновения поля внутрь тела амплитуды тангенциальных составляющих полей в этом приближении осциллируют. В зависимости от значений электрических параметров среды эти колебания могут иметь стационарный либо затухающий характер. Для неоднородной поверхности эти уравнения различны для различных точек поверхности. Для однородной поверхности они переходят в известные соотношения (11) работы [3]. Таким образом, для  $A_{2\gamma}$ , например, получим

$$A_{2\gamma} = B_{1\beta} + \frac{B_{0\beta}}{2ik_0v} \left\{ \frac{1}{\rho_\beta} - \frac{1}{\rho_\gamma} + \frac{1}{2V\bar{g}_\alpha} \ln'_\alpha \frac{\mu}{\epsilon} \right\}, \quad (7)$$

где  $\rho_\beta$ ,  $\rho_\gamma$  — радиусы кривизны поверхности.

В то же время на поверхности любого тела должно выполняться строгое граничное условие

$$E_i^{(1)} - E_i^{(2)} = 0, \quad (8)$$



Здесь индексы (1) и (2) относятся к двум сторонам поверхности раздела. Подставляя (3) в (8) с учетом (5) — (7), получаем

$$E_\beta = -\sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} H \left\{ 1 + \frac{1}{2ikd} \left[ \frac{1}{\rho_\beta} + \frac{1}{2\sqrt{g_\alpha}} \ln \frac{\mu}{\varepsilon} \right] \right\}. \quad (9)$$

Если теперь ввести понятие поверхностного импеданса и определить его как

$$z = \sqrt{\mu_a/\varepsilon_a} = z_0 z_s, \quad (10)$$

где  $z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$  — импеданс свободного пространства;  $z_s = \sqrt{\mu/\varepsilon}$  — относительный поверхностный импеданс, то окажется, что в первом приближении для импеданса может быть использовано классическое представление. Например, если поверхность разделяет вакуум и металл, то [1]

$$z_s = (1 - i) \sqrt{\omega\mu/2\sigma_0}. \quad (11)$$

Основной вывод, который следует из (9), состоит в том, что применение условия Щукина-Леонтовича возможно и в случае неоднородных криволинейных поверхностей, разделяющих вакуум и хорошо поглощающую среду, а также при падении волн с неплоским фазовым фронтом. Связь между компонентами полей по-прежнему определяется локальным граничным условием, однако фигурирующий там поверхностный импеданс будет уже анизотропным, зависящим от значений электрических параметров среды и геометрии поверхности раздела в каждой точке:

$$z_{s\gamma\beta} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left\{ 1 + \frac{1}{2ikd} \left[ \frac{1}{\rho_\beta} - \frac{1}{\rho_\gamma} + \frac{1}{2\sqrt{g_\alpha}} \ln \frac{\mu}{\varepsilon} \right] \right\}, \quad (12)$$

а  $z_{s\beta\gamma}$  получается из (12) перестановкой  $\rho_\beta$  и  $\rho_\gamma$ . В этом случае удобно ввести тензор импеданса  $\hat{z}_s$ , компоненты которого для двумерных задач могут быть определены из

$$\hat{z}_s = \begin{pmatrix} 0 & z_{s\beta\gamma} \\ z_{s\gamma\beta} & 0 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Полученные соотношения позволяют объяснить результаты работы [4] и приведенные там зависимости погрешности от электрических параметров круговых и эллиптических цилиндров. Дело в том, что в выражение для импеданса (12) входит только производная от  $\ln(\mu/\varepsilon)$  по нормальной координате. Именно этим и объясняются достаточно малые погрешности при исследованиях с помощью импедансных условий рассеяния волн кусочно-неоднородными цилиндрическими объектами.

**Список литературы:** 1. Ильинский А. С., Слепая Г. Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983. — 246 с. 2. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. — М.: Радио и связь, 1983. — 296 с. 3. Рытов С. М. Расчет скин-эффекта методом возмущений // Журн. эксперимент. и теорет. физики. — 1940.



— 10. — Вып. 2. — С. 180 — 189. 4. *Alexopoulos N. G., Tadler G. A.* Accuracy of the Leontovich boundary condition for continuous and discontinuous surface impedances // *J. Appl. Phys.* — 1975. — 46, N 11. — P. 3326 — 3332.

*Поступила в редколлегию 20. 12. 85.*

#### SUMMARY

Far fields scattered by curvilinear impedance surfaces computation. Zvyagintzev A. A. Batrakov D. O.

The electromagnetic wave scatterer from bodies which consists of materials with a great index of refraction values is considered. The accuracy of the Leontovich impedance boundary condition is discussed in terms of the radius of curvature to wavelength ratio.



## СОДЕРЖАНИЕ

Ефремов В. А., Дюбо С. Ф. Усиление пробной волны в четырехуровневой квантовой системе при двухфотонной накачке	3
Хохленко Ю. Л., Якименко С. Н. Лазер ИК-диапазона на горячих полосох	5
Бакуменко В. М., Фесенко Л. Д., Шевырев А. С., Ярцев В. И. Влияние интенсивности накачки на характер релаксационных процессов в молекулярных лазерах	9
Скоробогатова С. Н., Шогова М. Ю. Влияние магнитного поля на генерацию СВЧ-шума диодом с катодным статическим доменом	11
Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние формы напряжения на эффективность генерации в коротких диодах Ганна	12
Чибисова О. В., Шматько А. А. Динамика взаимосвязанных резонансных генераторов 0-типа с распределенным взаимодействием	15
Ваврич Д. М., Рощин В. А. Деление частоты в резонансных системах с распределенным взаимодействием	20
Ваврич Д. М., Громов Г. А. Расчет естественных флуктуаций резонансного усилителя с распределенным взаимодействием	24
Сергиенко И. Ю., Ефанов И. М., Шевченко В. Н. Модуляция поляризационных параметров электромагнитных волн с помощью дифракционных решеток	28
Романцов Ю. А. Расчет коэффициентов депрессии ленточного электронного пучка в двухрядных периодических структурах	31
Иванченко Д. Д., Калужная Л. В., Ткачук Б. В. Динамические характеристики управляющего элемента с сегнетоэлектрической пленкой	34
Чумаченко Н. А. Рассеяние $H_{10}$ -волны на трех диафрагмах конечной толщины в прямоугольном волноводе	35
Облывач С. А. К численному обоснованию решения задачи дифракции волн на периодических решетках из объемных рассеивателей	38
Горобец Н. Н., Елисеєва Н. П. Поляризационные эффекты при дифракции электромагнитных волн на идеально проводящей наклонной полуплоскости	39
Украинец Н. И., Хиженяк Н. А. К вопросу о рассеянии электромагнитных волн на малых диэлектрических телах с эквивалентными объемами и равным соотношением осей в прямоугольном волноводе	47
Гритчин А. И., Концевая Л. Г., Мартыненко С. И., Шемет А. С. Влияние возмущений высокоширотной ионосферы мощным коротковолновым излучением на характеристики частично отраженных радиоволн в среднеширотной ионосфере	50
Пахомова О. В. Модельные исследования процесса отражения от слоя $E_s$ радиоволн, прошедших через возмущенную D-область	52
Гоков А. М. К вопросу о повышении точности метода частичных отражений	54
Горобец Н. Н., Кийко В. И. Антенна вытекающей волны с круговой поляризацией	57
Ляховский А. Ф., Пенкин Ю. М., Яцук Л. П. Применение метода Галеркина к расчету широкого отверстия связи прямоугольных волноводов	60
Белецкий Н. И., Золотарев Е. С., Проценко Е. Н. Влияние ионизированных примесей на зависимость $V(E)$ фосфида индия	63
Ткаченко В. М., Тиманюк В. А. Об области оптимальных давлений тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом	65
Воробьев А. Я., Кузьмичев В. М. Отражение лазерного излучения медной мишенью с тонким плазменным слоем	68



Крисюк В. Я., Сусенко Л. Н. Виброустойчивый пондеромоторный измеритель больших энергий оптического излучения . . . . .	70
Сусенко Л. Н., Крисюк В. Я., Кокодий Н. Г. Способ регистрации сигнала в механотронном измерителе энергии оптического излучения . . . . .	72
Климко А. П., Степин Л. Д., Жолондовский С. Н. Рассеяние света в водных растворах аланина . . . . .	74
Епишин В. А., Неофитный М. В. О свойствах дифракционных изображений систем из двух и трех периодических транспарантов при освещении немонахроматическим пучком света . . . . .	77
Ющенко А. Г., Звягинцев А. А., Вьюнник В. И. Диэлектрический стержневой резонатор эллиптического сечения . . . . .	81
Звягинцев А. А., Батраков Д. О. Расчет полей в дальней зоне, рассеянных криволинейными импедансными поверхностями. . . . .	83



**ВЕСТНИК  
ХАРЬКОВСКОГО  
УНИВЕРСИТЕТА  
№ 285**

**Радиофизика и электроника**

Редактор *А. П. Гужва*  
Художественный редактор *Т. П. Короленко*  
Технический редактор *Л. Т. Ена*  
Корректор *А. Г. Долгова*

**Н/К**

Сдано в набор 17.01.86. Подп. в печать 22.04.86. БЦ 00515. Формат 60×90/16. Бумага типогр. № 3. Лит. гарн. Выс. печать. 6 печ. л. 6,25 кр.-отт. 7 уч.-изд. л. Тираж 500 экз. Изд. № 1421. Зак. 6-26. Цена 1 р. Заказное

Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища школа», 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

Отпечатано с матриц книжной фабрики им. М. В. Фрунзе в Харьковской городской типографии № 16. 310003, Харьков-3, ул. Университетская 16. Зак. 1059.

## РЕФЕРАТЫ

УДК 621.373.826.038.823

Усиление пробной волны в четырехуровневой квантовой системе при двухфотонной накачке. Ефремов В. А., Дюбко С. Ф.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285, Радиофизика и электроника, с. 3—5.

Получено решение для коэффициента усиления четырехуровневой системы, взаимодействующей с тремя монохроматическими полями, одно из которых является слабым. Полученное выражение применено для описания поведения усиления в  $\text{NH}_3$  в случае двухфотонной накачки. Предсказывается наиболее вероятные линии генерации и полученные перестройки в субмиллиметровом квантовом генераторе на  $\text{NH}_3$  с двухфотонной накачкой.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.373.826

Лазер ИК-диапазона на горячих полосах. Хохленко Ю. Л., Якименко С. Н.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 5—8.

Подтверждена возможность возникновения генерации на линиях горячей полосы  $\text{CO}_2$  в лазере обычной конструкции с волновым селектором — эшелеттом. Генерация наблюдалась на тринадцати линиях горячей полосы  $01^11-11^10, 03^10$ , II. Найдены оптимальные условия генерации в этом режиме по давлению, составу газовой смеси и току.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.373.826.038.

Влияние интенсивности накачки на характер релаксационных процессов в молекулярных лазерах. Бакуменко В. М., Фесенко Л. Д., Шевырев А. С., Ярцев В. И.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 9—10.

Проанализирован характер релаксационных процессов в активных средах при ступенчатой накачке; приведены выражения, позволяющие определить релаксационные константы при учете скорости накачки.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Влияние магнитного поля на генерацию СВЧ-шума диодом с катодным статическим доменом. Скоробогатова С. Н., Шогова М. Ю.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 11—12.

Исследованы шумовые характеристики диода с катодным статическим доменом при наличии поперечного магнитного поля. Показано, что магнитное поле с индукцией вплоть до  $B \leq 2,5$  кГс не оказывает существенного влияния на энергетический спектр шумового диода.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.



УДК 621.382.2

**Влияние формы напряжения на эффективность генерации в коротких диодах Ганна.** Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 12—14.

Теоретически исследуется влияние формы напряжения на эффективность генерации коротких диодов Ганна с учетом влияния инерционности междолинного перераспределения электронов. Показано, что наличие второй гармоники в форме действующего на диоде напряжения, позволяет увеличить эффективность генерации с 8,3 до 17 %. Полученные данные качественно согласуются с экспериментальными результатами.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.385

**Динамика взаимосвязанных резонансных генераторов О-типа с распределенным взаимодействием.** Чибисова О. В., Шматько А. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 15—20.

Проведен анализ системы двух взаимосвязанных генераторов типа ГДИ-орotron на основе интегро-дифференциальных уравнений самосогласованного электронно-волнового процесса взаимодействия. В случае слабой нелинейности, когда высокочастотный ток пучка представляется полиномом третьей степени по амплитуде колебаний, получены амплитудные и фазовые резонансные кривые при наличии колебаний в одном парциальном генераторе и отсутствии их в другом. Определена полоса частот синхронного режима генерации. Исследовано влияние связи генераторов на выходные характеристики.

Ил. 3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.385.62

**Деление частоты в резонансных системах с распределенным взаимодействием.** Ваври в Д. М., Рощин В. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 20—23.

Проведено теоретическое исследование эффекта деления частоты в резонансных приборах с распределенным взаимодействием. Получены аналитические выражения для стационарных значений амплитуды и фазы возбуждаемых колебаний. Определены условия существования режима деления частоты и характеристики колебания в выходном резонаторе.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.385

**Расчет естественных флуктуаций резонансного усилителя с распределенным взаимодействием.** Ваври в Д. М., Громов Г. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 24—28.

Проведен теоретический расчет шумовых характеристик резонансного усилителя с длительным взаимодействием на основе электродинамической системы ГДИ. Найден спектр флуктуаций амплитуды и фазы с учетом поля пространственного заряда. Выяснены особенности влияния дробового и теплого шумов электронного пучка на спектр флуктуаций резонансного усилителя.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.677

**Модуляция поляризационных параметров электромагнитных волн с помощью дифракционных решеток.** Сергиенко И. Ю., Ефанов И. М., Шевченко В. Н.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 28—31.

Исследована возможность модуляции поляризационных параметров электромагнитных волн с помощью дифракционных решеток. Модуляция поляризационных параметров осуществляется за счет использования режимов резонансного отражения Н-поляризованных компонент поля при несимметричном возбуждении решеток. Получены зависимости коэффициента эллиптичности при изменении частоты возбуждающей решетки волны.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.385.6

**Расчет коэффициентов депрессии ленточного электронного пучка в двухрядных периодических структурах.** Романцов Ю. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 31—33.

С применением метода конформных отображений получено аналитическое выражение для коэффициентов депрессии ленточного электронного пучка в двухрядных периодических структурах.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.376:621.372

**Динамические характеристики управляющего элемента с сегнетоэлектрической пленкой.** Иванченко Д. Д., Калюжная Л. В., Качук Б. В.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 34—35.

Исследовано взаимодействие электромагнитных волн с сегнетоэлектрической пленкой на подложке, расположенной внутри прямоугольного волновода. Показана возможность использования подобной структуры в качестве аттенуатора и фазовращателя.

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

УДК 621.372.413

**Рассеяние  $H_{10}$ -волны на трех диафрагмах конечной толщины в прямоугольном волноводе.** Чумаченко Н. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 35—38.

Рассматривается задача о рассеянии  $H_{10}$ -волны на трех диафрагмах конечной толщины в прямоугольном волноводе. В результате строгого решения граничной электродинамической задачи получена бесконечная система линейных алгебраических уравнений относительно фурье-амплитуд рассеянного поля. Для случая малого значения коэффициента заполнения приведены численные результаты.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.67

**К численному обоснованию решения задачи дифракции волн на периодических решетках из объемных рассеивателей.** Облывач С. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 38—39.

Приводятся результаты численного исследования поведения поля вблизи ребер структуры из элементов двутаврового профиля.

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



УДК 621.371.334

**Поляризационные эффекты при дифракции электромагнитных волн на идеально проводящей наклонной полуплоскости.** Горобец Н. Н., Елисеева Н. П.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 39—47.

Методом геометрической теории дифракции исследовано изменение поляризации электромагнитной волны при дифракции ее на наклонной идеально проводящей полуплоскости. Показано, что деполяризация волны наиболее существенна в случае, когда в точку наблюдения попадает волна, преотраженная полуплоскостью.

Ил. 3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372.853

**К вопросу о рассеянии электромагнитных волн на малых диэлектрических телах с эквивалентными объемами и равным соотношением осей в прямоугольном волноводе.** Украинец Н. И., Хижняк Н. А.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 47—50.

Экспериментально показано, что эквивалентность характеристик рассеяния электромагнитных волн на малых телах с равными объемами и одинаковым соотношением осей имеет место лишь для нерезонансной области.

В случае резонансного рассеяния волн изменение формы рассеивателя приводит к существенному изменению структуры резонансной кривой.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 550.388.2

**Влияние возмущений высокоширотной ионосферы мощным коротковолновым излучением на характеристики частично отраженных радиоволн в среднеширотной ионосфере.** Гритчин А. И., Концевая Л. Г., Мартыненко С. И., Шемет А. С.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 50—52.

Представлены результаты экспериментального исследования изменений характеристик частично отраженных (частоты порядка 2,6 МГц) в среднеширотной нижней ионосфере радиоволн при работе мощной КВ установки в высоких широтах. Обнаружено, что во время работы греющей установки в районе г. Мончегорска в среднем в 1,5 раза увеличивался коэффициент вариаций амплитуд частично отраженных в районе г. Харькова сигналов, а также уменьшалась их интенсивность.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 550.388

**Модельные исследования процесса отражения от слоя  $E_s$  радиоволн, прошедших через возмущенную  $D$ -область.** Пахомова О. В.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 52—54.

В приближении геометрической оптики рассчитаны зависимости действующей высоты отражения сигнала  $z_g$  от частоты  $f$  для ряда профилей  $N(z)$  озмученной  $D$ -области при отражении сигнала от слоя  $E_s$ . Относительный вклад слоя  $E_s$  в значение  $z_g$  не учитывался, так как он составляет 2—4% для  $f > f_{pD}$  ( $f_{pD}$ -плазменная частота области  $D$ ). Расчеты проведены с учетом влияния магнитного поля Земли  $H$  и частоты соударений электронов  $\nu$ , а также при их пренебрежении. Оценена погрешность данного пренебрежения. При пренебрежении влиянием  $\nu$  для  $f > f_{pD}$  эта погрешность не превышает 1%. Проведенные исследования позволяют расширить возможности классического метода вертикального зондирования.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 551.510.535

**К вопросу о повышении точности метода частичных отражений.** Г о к о в А. М.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 54—56.

Приводится методика учета трансформации магнитоонных компонент частично отраженных сигналов и их неполного аппаратурного разделения (когда осуществляется их одновременный прием) при вычислении высотных профилей плотности электронов. На примере конкретной реализации показано, что учет этих эффектов приводит иногда к значительным ошибкам.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.624.712

**Антенна вытекающей волны с круговой поляризацией.** Г о р о б е ц Н. Н., К и й к о В. И.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 57—59.

Экспериментально исследована волноводно-щелевая антенна вытекающей волны с круговой поляризацией, в которой ортогональные компоненты электромагнитного поля создаются с помощью двухпродольной и поперечной систем щелей. В главном максимуме диаграммы направленности коэффициент эллиптичности превышает значение 0,7. Показано, что в пределах главного лепестка диаграммы направленности поляризация излучения изменяется незначительно.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.372.825.4

**Применение метода Галеркина к расчету широкого отверстия связи прямоугольных волноводов.** Л я х о в с к и й А. Ф., П е н к и н Ю. М., Я ц у к Л. П.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 60—62.

Решена задача об электромагнитной связи двух прямоугольных волноводов через широкое прямоугольное отверстие методом Галеркина. В отличие от случая узких щелей здесь учитываются обе поляризации электрического поля на отверстии связи. Проведенные тестовые расчеты на ЭВМ показали хорошее совпадение полученных результатов с известными ранее.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.382.2

**Влияние ионизированных примесей на зависимость  $V(E)$  фосфида индия.** Б е л е ц к и й Н. И., З о л о т а р е в Е. С., П р о ц е н к о Е. Н.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 63—65.

Теоретически получены основные характеристики переноса электронов в фосфиде индия с учетом влияния ионизированных примесей. Расчеты проведены для двухуровневой модели переноса электронов  $\Gamma-L$ , константы взаимодействия  $D = 1 \cdot 10^9$  эВ/см, температур решетки  $T_0 = 300$  и 500 К. Интервал изменения концентрации ионизированной примеси от  $1 \cdot 10^{16}$  до  $1 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ .

Расчеты показывают, что влияние ионизированных примесей на зависимости переноса в  $\text{InP}$  сказываются в меньшей мере, чем в  $\text{GaAs}$ .

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.



УДК 537.525

**Об области оптимальных давлений тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом.** Ткаченко В. М., Тиманюк В. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 65—67.

Проведено исследование влияния диаметра цилиндрического полого катода на положение границ области оптимальных давлений и ее протяженность. На основании результатов многократных измерений показано, что произведения давлений, соответствующих верхней или нижней границе области оптимальных давлений на диаметр катода, являются константами, зависящими только от рода газа, причем отношение этих давлений в пределах погрешности измерений одинаково для всех газов и диаметров катода.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.378.385

**Отражение лазерного излучения медной мишенью с тонким плазменным слоем.** Воробьев А. Я., Кузьмичев В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 68—70.

С помощью кварцевой пластинки, помещенной на небольшом расстоянии перед медной мишенью, исследованы оптические свойства системы металл—плазменный слой фиксированной геометрической толщины. Показано, что при действии моноимпульсного излучения рубинового лазера с интенсивностью 35—170 МВт/см<sup>2</sup> в тонких приповерхностных слоях плазмы осуществляется значительное поглощение падающего лазерного излучения с последующей передачей поглощенной им энергии в мишень.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 535.243:621

**Виброустойчивый пондеромоторный измеритель больших энергий оптического излучения.** Крисюк В. Я., Сусенко Л. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 70—71.

Описан виброустойчивый измеритель больших энергий оптического излучения с двумя вертикально расположенными механотронными датчиками, что позволило не менее чем в 5 раз уменьшить влияние толчков и вибраций на работу прибора.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 535.243:621

**Способ регистрации сигнала в механотронном измерителе энергии оптического излучения.** Сусенко Л. Н., Крисюк В. Я., Кокодий Н. Г. — Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 72—74.

Теоретически рассмотрен способ регистрации экспоненциально затухающего периодического сигнала. Показано, что при таком способе регистрации увеличивается отношение сигнал/шум.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 535.568.1.(088.8)

Рассеяние света в водных растворах аланина. Климов А. П., Степин Л. Д., Жолондковский С. Н.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 74—77.

Приводятся значения параметров рассеянного света и показателя преломления в водных растворах DL- $\alpha$ -аланина и его димера в зависимости от температуры в диапазоне концентраций 0,01—0,1 М/л. Полученные результаты объясняются различным характером взаимодействия с водой указанных веществ.

Табл. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 535.317.1

О свойствах дифракционных изображений систем из двух и трех периодических транспарантов при освещении немонахроматическим пучком света. Епишин В. А., Неофитный М. В.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 77—81.

Экспериментально исследованы свойства дифракционных изображений, наблюдаемых без применения дополнительной оптики при прохождении параллельного немонахроматического пучка света через два и три периодических транспаранта, расположенных во взаимно параллельных плоскостях. В плоскостях наблюдения на расстояниях от освещаемых транспарантов равных расстоянию между ними наблюдалось самонизображение первого к источнику транспаранта, а на расстояниях в целое число раз меньше— его мультиплицированные изображения. Указанные изображения имеют место для ограниченного диапазона расстояний между транспарантами в случаях, когда размеры их прозрачных и непрозрачных участков являются величинами одного порядка.

Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.372.852.1

Диэлектрический стержневой резонатор эллиптического сечения. Ющенко А. Г., Звягинцев А. А., Вьюнник В. И.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 81—83.

Рассмотрен спектр собственных частот диэлектрического резонатора эллиптического сечения. Приведены расчетные зависимости перестройки резонансных частот основных колебаний структуры в зависимости от степени эллиптичности цилиндра для нескольких значений диэлектрической проницаемости стержня. Обсуждены вопросы практического использования полученных результатов.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 537.86

Расчет полей в дальней зоне, рассеянных криволинейными импедансными поверхностями. Звягинцев А. А., Батраков Д. О.— Вестн. Харьк. ун-та, 1986, № 285. Радиофизика и электроника, с. 83—86.

Рассматривается рассеяние электромагнитных волн телами, состоящими из материалов с большими значениями показателя преломления. Обсуждается зависимость точности импедансных граничных условий Леонтовича от отношения радиусов кривизны к длине волны и показателя преломления.

Библиогр.: 4 назв.



УМВ-1✓