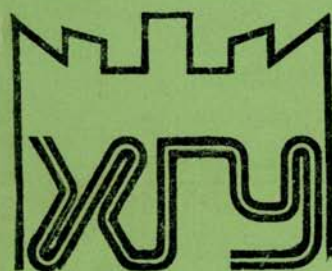


К-14038

П 325402



**ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА**

371 '92

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

"ОСНОВА"

ISSN 0453-8048. Вестн. Харьк. ун-та. 1992. № 371.
радиофизика и электроника. 1—64.

V.N. Karazin Kharkiv National University



00295469

7

«ОСНОВА»

СОДЕРЖАНИЕ

Капанин И. И., Марков В. А., Мизер Э. Г., Мисюра В. А., Соломин В. Б., Розуменко В. Т., Толкачев А. А., Черногор Л. Ф. Исследование возмущенной и невозмущенной ионосферы методом некогерентного рассеяния в Харьковском госуниверситете	3
Левченко А. Н., Шульга В. М. Влияние парамагнитных дефектов на проводимость монокристаллов дигидрофосфата калия	11
Доманова Е. А. Некоторые возможности применения полупроводниковых модуляторов в радиовидении	14
Доманова Е. А. Полупроводниковый преобразователь поверхностных волн в объемные	17
Золотарев Е. С., Прохоров Э. Д. Регистрация СВЧ-шума ДКСД одновременно по нескольким каналам	20
Калмыкова Л. И., Полянский Н. Е., Прохоров Э. Д. Генерация стохастических колебаний диодами на GaAs:Cr	22
Белогорцев А. В., Поляшенко М. Ф. Квазипериодическое и хаотическое движение связанных осцилляторов со смешанным типом взаимодействия	24
Адонина А. И., Багацкий В. М. Рассеяние плоской волны при нормальном падении на решетку в многослойном магнитодиэлектрике	28
Одаренко Е. Н. Двухмодовое возбуждение ГДИ с локальной магнитостатической неоднородностью	33
Горобец Н. Н., Ляховский А. Ф., Розыскнов С. Ю. Увеличение развязки между каналами в волноводных поляризационных разделителях	36
Горобец Н. Н., Кийко В. И. Микрополосковая антенна с электрическим сканированием луча	41
Жиликова Т. А., Николов О. Т., Розанова Е. Д., Малеев В. Я. Исследование гидратации фосфолипидов методом СВЧ-диэлектротрии	45
Комарь И. Н., Николов О. Т. Изучение диффузии радиационных дефектов в кристаллах аминокислот методом ЭПР	50
Катрич С. А., Солнцев Л. А., Тимофеева Л. А. Применение бинарных соединений для получения тонкопленочных вакуум-плазменных покрытий	52
Пугач Б. Я. Фарадей как экспериментатор и теоретик (философский анализ)	56
Тимофеева Л. Н., Солнцев Л. А. Формирование защитной пленки на сталях и чугунах в окислительной среде.	63

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ



ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 371

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

Основан в 1971 г.

Харьков
Издательство «Основа»
при Харьковском государственном университете
1992

В вестнике рассмотрены вопросы распространения электромагнитных волн в неоднородных средах, волноведущих и периодических структурах, взаимодействия излучения с веществом и биологическими объектами. Приведены результаты исследований генерирования детерминированных и хаотических колебаний, излучения и преобразования электромагнитных волн.

Для научных работников и специалистов.

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

Адрес редакционной коллегии: 310077 Харьков, пл. Свободы, 4, Харьковский государственный университет, радиофизический факультет, тел. 45-75-51.

Издано по заказу Харьковского государственного университета

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 371

Радиофизика и электроника

Редактор *О. И. Григорьян*
Художественный редактор *Т. П. Короленко*
Технический редактор *И. А. Омельченко*
Корректор *М. Ф. Христенко*

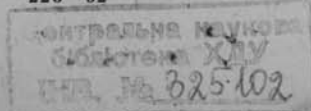
Сдано в набор 16.04.92. Подписано в печать 17.07.92. Формат 60×90/16. Гарнитура литературная. Печать высокая. Печ. л. 4. Кр. отт. 4,25. Уч.-изд. л. 4,6. Тираж 500 экз. Зак. 617. Заказное.

Издательство «Основа» при Харьковском государственном университете, 310005 Харьков, пл. Восстания, 17.

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

В 2302020000—085
226—92 Заказное

© Харьковский государственный университет, 1992



К-14038

И. И. КАПАНИН, канд. физ.-мат. наук,
 В. А. МАРКОВ, Э. Г. МИЗЕР, канд. техн. наук,
 В. А. МИСЮРА, д-р техн. наук,
 В. Б. СОЛОМИН, В. Т. РОЗУМЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
 А. А. ТОЛКАЧЕВ, канд. техн. наук,
 Л. Ф. ЧЕРНОГОР, д-р физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМУЩЕННОЙ И НЕВОЗМУЩЕННОЙ ИОНОСФЕРЫ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ В ХАРЬКОВСКОМ ГОСУНИВЕРСИТЕТЕ

Впервые в нашей стране профиль электронной концентрации $N(z)$ методом некогерентного рассеяния (НР) был измерен в апреле 1963 г. [1], а профиль температур электронов T_e и ионов T_i — в ноябре 1966 г. [2] под руководством Мисюры В. А.

В настоящей работе проведен анализ и обобщение некоторых оригинальных теоретических и экспериментальных результатов, полученных за период двух циклов солнечной активности (СА).

Теоретические исследования. Ранее исследования методом НР велись с использованием линейной теории рассеяния монохроматической плоской радиоволны однородной плазмой, что, как правило, далеко от истины в реальных условиях.

Впервые возможность проявления нелинейных эффектов в F области при диагностике ее методом НР рассмотрена в работе [3]. Там показано, что нагрев электронов радиоизлучением установок метода НР незначительный. С тех пор энергетический потенциал установок заметно увеличился. Метод стал применяться для исследования D и E областей. В начале 70-х годов нами установлено, что возмущение параметров нижней ионосферы радиоизлучением метрового и дециметрового диапазонов может быть значительным, и, исходя из этого, разработана методика учета нелинейных эффектов в теории НР радиоволн (см., например, [4, 5]). В настоящее время нелинейные явления при НР радиоволн используются практически [6]. Кинетический подход к использованию таких нелинейных процессов развивается в ХПИ (см., например, [7]).

Расчеты показали, что под действием мощного импульсного излучения T_e может увеличиваться в D области в десятки раз, в E и F областях на $\sim 10\ldots 1\%$ соответственно. Максимальные изменения $\theta = (T_e - T_{e0})/T_{e0}$ для ряда установок метода НР приведены в таблице. Концентрация электронов N изменяется не более чем на несколько процентов. Такого же порядка и возмущения интенсивности неоднородностей ΔN^2 . Величины N и ΔN^2 могут существенно изменяться (до $\sim 100\%$) в условиях высокоширотной ионосферы, где в естественно возмущенных условиях

Таблица 1

Место расположения установки	P , МВт	Gf_0 МГц	ν_{fgmn} , Гц	Δz , %	
Джисамарка, Перу	6	$3 \cdot 10^4$	50 37	$5 \cdot 10^3$	30
Аресибо, Пуэрто-Рико	2,5	$1,4 \cdot 10^5$	430 15	2	0,6
Сен-Сантин, Франция	0,15	$1,2 \cdot 10^5$	935 $2 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	10^{-5}
Грейт-Малвен	0,15	$1,6 \cdot 10^4$	400 $8 \cdot 10^{-2}$	10^{-3}	$6 \cdot 10^{-2}$
Англия	0,04	$1,6 \cdot 10^4$	400 $4 \cdot 10^{-4}$	10^{-5}	$3 \cdot 10^{-4}$
Харьков, ХПИ	2	10^4	150 0,1	0,1	0,1
СССР	3	$2,8 \cdot 10^4$	1000 10^{-2}	10^{-5}	$3 \cdot 10^{-3}$
Миллстоун, Хилл	3	$5 \cdot 10^4$	440 $8 \cdot 10^{-2}$	10^{-3}	$4 \cdot 10^{-2}$
США	4	$6 \cdot 10^4$	1295 $1,4 \cdot 10^{-2}$	10^{-6}	$2 \cdot 10^{-3}$
	3	$2,2 \cdot 10^4$	440 $3 \cdot 10^{-2}$	10^{-4}	$1,5 \cdot 10^{-2}$
Чатаника, США	5	$6,9 \cdot 10^4$	1290 $2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$
Эйскат, Северная	5	$7 \cdot 10^4$	224 3,5	0,5	1
Скандинавия	2	$1,2 \cdot 10^5$	933 $3 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-3}$
Харьков, ХГУ, СССР	2,4	$5 \cdot 10^4$	2000 $2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-7}$	10^{-5}

возможно существование заметной ионизации на высотах $z \lesssim 50 \dots 60$ км [5].

В F области возможно развитие параметрической неустойчивости, обуславливающей вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) Рамана и вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). Например, для установок метрового диапазона пороговая мощность $PG_{\text{пор}} \sim 10^2 \dots 10^4$ МВт при длительности импульса $\tau > 0,1 \dots 1$ мс для ВКР и ВРМБ соответственно. В то же время для существующих установок $PG \sim 10^4 \dots 10^5$ МВт. Однако указанная оценка $PG_{\text{пор}}$ справедлива лишь в случае однородной среды. Градиенты N и T_e приводят к заметному увеличению порога для ВРМБ, а также к значительному увеличению порога для ВКР. Если характерный масштаб неоднородности среды $L_e \ll L$ (L — размер пространства, где формируется неустойчивость), то PG существенно увеличивается, и развитие неустойчивостей ограничивается. Например, при $L_e \approx 100$ км для ВКР $PG_{\text{пор}}$ увеличивается на четыре порядка. Важно, что $L_{\text{ВКР}} \sim \sqrt{\nu/PG}$, $L_{\text{ВРМБ}} \sim f^3/PG$

соответственно (f — частота радиоволн). Поскольку L увеличивается с ростом f , то при прочих равных условиях нелинейные эффекты более существенны для установок метрового диапазона. Следует иметь в виду, что при заданной эффективной поверхности антенны S величина $G \sim f^2$. Тогда $L_{\text{ВКР}} \sim 1/P$, $L_{\text{ВРМБ}} \sim f/P$, т. е. эффективность проявления ВКР и ВРМБ увеличивается и уменьшается соответственно при увеличении f и $S = \text{const}$. Обе неустойчивости легче развиваются в окрестности максимума ионизации [8, 9].

В результате нагрева электронов искажаются частотный спектр $\sigma(\omega)$ и мощность рассеянного сигнала P_s . Для ряда установок эти искажения в нижней ионосфере достигают внушительных величин [5].

Рост $T_e(t)$ приводит к увеличению частоты соударений электронов с нейтралами и изменению показателя преломления во времени. При этом возникает доплеровское смещение частоты [9]:

$$\frac{f_1}{f} \approx -\frac{1}{c} \int_{z_0}^z \frac{dn}{dt} dz \approx -\frac{1}{c} \int_{z_0}^z \frac{\omega_{p0}^2 v_0^2}{\omega^4} \theta \frac{d\theta}{dt} dz, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$, ω_{p0} — плазменная частота, $\theta = T_e/T_{e0}$. Максимальное смещение f_{gm} возникает при $t = t_0$, где t_0 — корень уравнения $d^2\theta^2/dt^2 = 0$. При упрощающих предположениях для $f_{\Delta m}$ можно получить соотношение

$$f_{gm} \approx f_{\Delta m} (1 - e^{-\frac{z-z_0}{H}}); \quad (2)$$

$$\frac{f_{gmm}}{f} \approx \frac{H\delta_0}{c\omega^4} (\omega_{p0}^2 v_0^3(t_0) \gamma) \Big|_{z_0}, \quad \delta_0 \approx 5 \cdot 10^{-3}, \quad (3)$$

γ — отношение интенсивности поля радиоволны к интенсивности плазменного поля, $H = (3H_v^{-1} - H_N^{-1})$, H_v и H_N — характерные масштабы изменения экспоненциальных профилей v и N .

В начале ионосферы, где $z \approx z_0$, $f_{\Delta m} \approx 0$. При $z \gtrsim 70 \dots 85$ км днем и ночью соответственно достигается определенное значение f_{gmm} (см. таблицу). Ночью эффект на три порядка меньше. Следовательно, для ряда установок нелинейное доплеровское смещение частоты может достигать значительных величин и приводит к неприемлемым погрешностям при измерении скорости дрейфа плазмы.

При возмущении N порядка 1 % изменением f можно пренебречь (даже для радиолокатора в Джикамарке $f_{\Delta m} \sim 10^{-2} \dots 10^{-4}$ Гц для D и E областей соответственно).

При возмущении T_e и v также возникает нелинейный эффект Фарадея, который может быть заметным лишь на высотах $z \leq 75$ км для установок метрового диапазона с $PG \geq 10^5$ МВт. Однако на этих высотах поляризационные измерения не эффективны

из-за низких значений N . Вкладом возмущений N , а тем более геомагнитного поля, в эффект Фарадея можно пренебречь на всех высотах. Максимальная ошибка для установок в Аресибо и Джикамарке имеет место в D и E областях и не превышает $\sim 1\%$.

Спектральные искажения для некоторых установок могут быть существенными за счет ВКР и ВРМБ в F области ионосферы. Для примера в таблице приведены оценки максимальной относительной асимметрии ионной части спектра рассеянного сигнала $\Delta\sigma$ в области F_2 .

При выносе установки метода НР на борт НСЗ возникают особенности в проявлении нелинейных эффектов [9, 10].

Таким образом, выполненные нами теоретические исследования нелинейных явлений при НР радиоволн показали, что в ряде случаев возмущения среды и вносимые ошибки могут быть недопустимо большими. Более того, существующая линейная теория, по-видимому, становится непригодной [4, 5]. Корректный учет возмущений позволяет существенно расширить возможности метода НР.

Далее рассмотрим влияние неоднородности среды.

Для улучшения разрешающей способности по высоте целесообразно уменьшить длительность τ зондирующего импульса. При этом уширяется частотный спектр сигнала, и рассеяние импульса вследствие неоднородности дисперсионных свойств ионосферы имеет место в диапазоне высот, что ухудшает высотные разрешения в методике плазменной линии [11, 23]. Поэтому возникает задача оптимизации τ .

Исходя из минимума ширины спектра рассеянного сигнала оптимальные τ можно вычислить из следующих формул для параболических и линейных профилей $N(z)$ соответственно [23]:

$$\tau_n = (a_n/2b)^{2/3}, \quad \tau_l = (a_l/b)^{1/2},$$

где

$$a_n = 2l_n (B/2F)^{1/2}, \quad a_l = Bl_n/F,$$

$$b = c/2B, \quad F = f_p^2 df/d f_p^2|_{z_0},$$

$$F = (f_r^2 - f_H^2 \sin^2 \chi)/2f_r,$$

B — база сигнала, c — скорость света, l_n , l_l — характерные масштабы, f — частота составляющей спектра, z_0 — высота рассеяния для центральной частоты f_0 . Здесь f_r — частота плазменной линии, χ — угол между направлением магнитного поля и вектором рассеянного излучения, f_H — гирочастота электронов.

Оценки для $f_0 = 1 \dots 10$ МГц, $B = 1$, $l_n = 50$ км, $l_l = 20$ км дают $\tau_n = \sim 20 \dots 40$ мкс, $\tau_l = \sim 10$ мкс.

Развитие методик измерения и обработки. Исследования велись с использованием ряда неспециализированных радиолокационных станций (РЛС) метрового и дециметрового диапазонов, обладающих достаточным энергетическим потенциалом. Изменя-

лись параметры ионной и электронной (плазменной линии) частей спектра НР сигналов.

В ионной компоненте регистрировались такие параметры, как форма спектра, профили отношения средних значений мощности сигнала к мощности шума $q(z)$, частота поляризационных замираний.

Регулярные регистрации формы спектра проводились при помощи гребенки ряда аналоговых идентичных фильтров, на выходе каждого из которых регистрировались $q(z)$ для дискретных стробов по дальности. При обработке регистраций использовался метод выбранных точек.

Проанализированы особенности поляризационных замираний $q(z)$ с учетом конечной ширины диаграммы направленности и длительности импульса [12].

Плазменную линию регистрировали путем статистической обработки сигнала и шума, а также шума на выходе ряда (до восьми) каналов, отстраиваемых от несущей частоты на $\sim 4...12$ МГц. Объем выборки доходил до $\sim 4 \cdot 10^5$.

Профили $N(z)$ получались по регистрации $q(z)$, плазменной линии и поляризационных замираний в $q(z)$ [12].

Высотно-временное разрешение во всем цикле исследований изменялось в зависимости от решаемых задач до 10^2 раз.

Многоцелевой измерительный комплекс дециметрового диапазона Харьковского государственного университета. Комплекс размещен в радиофизической обсерватории ХГУ (вблизи г. Харькова). РЛС имеет следующие параметры: частота — около 2000 МГц, средняя излучаемая мощность — 60 кВт, импульсная мощность — 2,4 МВт, частота повторения зондирующих импульсов и длительность зондирующих импульсов могут выбираться произвольно из условия излучения средней мощности; шумовая температура системы около 60 К; полноповоротная антенна Кассегрейна диаметром 15 м имеет коэффициент усиления $\sim 5 \cdot 10^4$.

В режиме НР комплекс позволяет исследовать высоты $\sim 100...600$ км днем и $\sim 300...500$ ночью с высотным разрешением $\Delta z \gtrsim 15$ км. Погрешность δq регистрации q составляет $\lesssim 1\%$ при времени накопления $\Delta t = 5$ мин.

В режиме исследования нейтральной атмосферы комплекс позволяет проводить исследования начиная с высот в несколько километров (за счет поворота антенны).

В радиоастрономических исследованиях возможности комплекса определяются чувствительностью по яркостной температуре ($\sim 10^{-3}$ К) и плотности потока мощности ($\sim 10^{-27}$ Вт м $^{-2}$ Гц $^{-1}$) соответственно, позволяющими регистрировать радионизлучение объектов солнечной системы и радиолинии межзвездного водорода на длине волны $\lambda = 0,21$ м, гидроксильных групп ($\lambda = 0,18$ м) и других радиоисточников.

При использовании комплекса в радиолокационной астрономии осуществима радиолокация Луны, Венеры, Марса.

Исследование невозмущенной ионосферы. Примерно за два цикла солнечной активности на неспециализированных РЛС был получен массив данных о различных параметрах ионосферы на средних широтах азиатского региона СССР [13—25]. Проведен анализ этого массива с использованием усовершенствованных методик. При этом удалось, в частности, проследить и объяснить следующее.

Условия формирования минимума в профиле $T_e(z)$ вблизи максимума области F_2 в зависимости от уровня солнечной активности. Экспериментально установлено, что в максимуме области F_2 при $N \gtrsim 8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ в профиле $T_e(z)$ образуется минимум [15].

Сезонную зависимость профилей относительной концентрации ионов атомного кислорода p [14, 16]. Летним днем на высотах 190...220 км наблюдается некоторое уменьшение p по сравнению со значениями p днем весной и осенью, когда имеет место примерно одинаковый ход профилей $p(z)$. Ночью этого не наблюдается.

Зависимость от уровня солнечной активности потоков тепла Q , поступающего в ионосферу вдоль силовых линий геомагнитного поля из магнитосферы [15, 17]. Значение Q уменьшается с понижением уровня солнечной активности и от зимы к лету. Например, средние за ночь (00.00...03.00) значения Q составляют $10^8 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Пространственно-временные характеристики перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) прослежены совместно с данными, полученными на сети ионосферных станций [18, 19]. Установлена тенденция к обратной корреляции между ПИВ и суммарным K_p индексом.

Временную зависимость концентрации атомного кислорода на высотах около 400 км [20, 21].

Особенности суточного поведения основных параметров суточного поведения основных параметров ионосферы, характерные для средних широт СССР [14].

В период солнечного затмения установлено, что преобладающим эффектом затмения были относительно большие температурные изменения рассматриваемых характеристик. Значение $N_m F_2$ почти не изменялось, а полное электронное содержание N_0 заметно изменялось с запаздыванием минимума относительно максимальной фазы затмения, что свидетельствует о существенной роли диффузии и переноса в балансе ионизации и тепла в основной части ионосферы [24].

Впервые исследованы особенности, возможности и трудности исследования методом НР тонкой структуры области D и E ионосферы и ее неоднородностей [25].

Возмущения в ионосфере. Для исследования возмущений в ионосфере удобна регистрация плазменной линии в спектре НР.

Обобщение всех экспериментальных данных позволило установить, что возмущения проявляются в увеличении интенсивности плазменной линии (до порядка величины) и интенсивности внешних шумов.

Исследования, проведенные при значениях расстройки канала плазменной линии, для которых усилением фотоэлектронами можно пренебречь, показали, что в отдельные моменты времени в течение порядка 10 мин в рассеивающем объеме появляются нетепловые электроны с относительной концентрацией $N_1/N \gtrsim 10^{-4}$ и энергией ~ 1 эВ, чего в естественной ионосфере не встречается.

При помощи многоцелевого комплекса нами в 1986—1987 гг. регистрировались всплески собственного радиоизлучения (РИ) ионосферы в диапазоне 1,5...4,2 ГГц. Во время возмущений обнаружены также всплески РИ, отличающиеся от указанных в [22]. Условно их можно разделить на два типа. Всплески первого типа имеют длительность 60...120 с, квазипериод 8...20 с, плотность потока мощности $P < 10^{-22}$ Вт·м⁻²·Гц⁻¹. Для второго типа характерны продолжительность 50...60 с, гладкая, близкая к колоколообразной, форма, $P \leq 10^{-21}$ Вт·м⁻²·Гц⁻¹. Отличительная особенность этих всплесков — появление парами. Первым, как правило, наблюдается всплеск первого типа, а через 3...13 мин (в среднем через 7 ± 1 мин) — всплеск второго типа.

Зарегистрированные возмущения, по-видимому, обусловлены антропогенным воздействием на околоземную среду, приводящим к высыпанию энергичных частиц из радиационного пояса Земли. В частности, обнаружено небольшое $V_3 \sim 3...5$ К кратковременное (около 1 мин) отклонение эффективной температуры РИ от фонового значения во времени работы удаленного нагревного стенда (г. Горький, $f = 4...5$ МГц, $PG \sim 200$ МВт). Иногда наблюдается возрастание интенсивности РИ типа медленно меняющейся компоненты на величину до 7...8 К в течение нескольких часов после начала работы стенда.

Гелиогеомагнитная обстановка за весь период измерений была в основном спокойная. Возмущения магнитного поля отмечались лишь во время РИ типа шумовых бурь.

Зарегистрированные всплески РИ могут быть вызваны потоком высыпавшихся электронов порядка $10^4...10^5$ см⁻²·с⁻¹ и $10^5...10^6$ см⁻²·с⁻¹, если их средние энергии соответственно $W \sim 10$ кэВ...500 эВ.

Таким образом, с одной стороны, собственное излучение среднеширотной ионосферы в диапазоне 1,5...4,2 ГГц может быть достаточно интенсивным, чтобы существенно повлиять на отношение сигнал/шум и на погрешность данных, полученных методом НР, а с другой — обнаруженные нами всплески РИ расширяют возможности измерительного комплекса для исследования возмущений в ионосфере.

Основные результаты многолетних исследований в ХГУ сводятся к следующему.

Развиты теоретические основы метода НР в направлении приближения к реальным условиям (учтены воздействие зондирующих импульсов на параметры среды, неоднородность плазмы в импульсном объеме, влияние конечной ширины диаграммы направленности в методе эффекта Фарадея и другие факторы). Развита методика измерения и обработки НР сигналов применительно к конкретным РЛС метрового и дециметрового диапазонов. Введен в строй специализированный многоцелевой измерительный комплекс. За два цикла солнечной активности получены статистические достоверные профили основных ионосферных параметров для характерных гелиогеофизических состояний. Зарегистрирован ряд геофизических эффектов. Обнаружена реакция ионосферы на воздействие ряда кратковременных эпизодических источников возмущения. Эти процессы в настоящее время активно исследуются многими радиофизическими методами.

Список литературы: 1. К методике ионосферных измерений по некогерентно рассеянным сигналам/В. А. Мисюра, Г. Н. Ткачев, Ю. Г. Ерохин и др.//Геомагнетизм и аэрономия. 1967. 7, № 3. С. 535—537. 2. К ионосферным измерениям методом некогерентного рассеяния радиоволн/В. А. Мисюра, Г. Н. Ткачев, Ю. Г. Ерохин и др.//Геомагнетизм и аэрономия. 1969. 9, № 1. С. 75—79. 3. Farley D. T. Artificial heating of electrons in the F-region of the ionosphere//J. Geophys. Res. 1963. 68, N2. P. 401—403. 4. Черногор Л. Ф. О влиянии нелинейных эффектов на некогерентное рассеяние радиоволн в ионосфере//Геомагнетизм и аэрономия. 1977. 17, № 2. С. 213—220. 5. Мисюра В. А., Мартыненко С. И., Черногор Л. Ф. Роль нелинейных эффектов в методе некогерентного рассеяния//Некогерентное рассеяние радиоволн. Апатиты, 1980. С. 57—65. 6. Mathews J. D., Bekeney F. S. The effect of negative ions on Thomson scattering in the presence of electron heating//Geophys. Res. Lett. 1978. 5, N 11. P. 925—927. 7. Лазаренко Л. А. К вопросу о существенно нелинейной теории некогерентного рассеяния радиоволн//Вестн. Харьк. политех. ин-та. 1981. № 183. С. 66—69. 8. Fejer J. A. Stimulated Brillouin scattering and incoherent backscatter//Geophys. Res. Lett. 1977. 4, N7. P. 289. 9. Черногор Л. Ф. Нелинейные искажения спектральных характеристик некогерентно рассеянных сигналов//Всесоюз. совещание «Теория и практика применения метода некогерентного рассеяния для исследования ионосферы»: Тез. докл. Х., 1987. С. 10—11. 10. Черногор Л. Ф. Возмущение параметров плазмы радиоизлучением установок метода некогерентного рассеяния, вынесенных в ионосферу//Всесоюз. науч.-техн. конф. «Теория и практика применения метода некогерентного рассеяния радиоволн»: Тез. докл. Х., 1983. С. 59—60. 11. Мизер Э. Г. Статистические характеристики некогерентно рассеянного сигнала//Некогерентное рассеяние радиоволн. Апатиты, 1980. С. 44—51. 12. Ткачев Г. Н., Розуменко В. Т. Эффект Фарадея некогерентно рассеянных радиолокационных сигналов//Геомагнетизм и аэрономия. 1972. 12, № 4. С. 657—661. 13. Ионосферные измерения методом некогерентного рассеяния радиоволн ионосферой/В. А. Мисюра, Г. Н. Ткачев, В. Я. Блудов, Ю. Г. Ерохин//Ионосфер. исследования. М., 1969. 136—163. 14. Основные результаты измерений параметров околоземной плазмы некогерентного рассеяния радиоволн/В. А. Мисюра, А. А. Гордеев, Н. М. Бородин и др.//Ионосфер. исследования. М., 1975. С. 22—29. 15. Влияние солнечной активности на параметры околоземной плазмы: измерение методом некогерентного рассеяния радиоволн/В. А. Мисюра, Н. М. Бородин, А. А. Гордеев и др.//Симпоз. КАПГ по солнечно-земной физике: Тез. докл. ч. II. Тбилиси, 1976. С. 201—202. 16. Предварительные результаты измерений методом некогерентного рассеяния ионного состава нижней

ионосферы на средних широтах СССР/В. А. Мисюра, Ю. Г. Ерохин, В. И. Иванов и др.//Вестн. Харьк. ун-та. 1974. № 110. Радиофизика и электроника, вып. 3. С. 14—16. 17. *Результаты исследований физических процессов в области ионосферы при умеренной солнечной активности*/В. А. Мисюра, В. Я. Блудов, Н. М. Бородин и др.//Физика ионосферы. Краткие сообщения. М., 1976. С. 145—146. 18. *Исследование перемещающихся ионосферных возмущений по одновременным измерениям методом некогерентного рассеяния радиоволн и сетью станций вертикального зондирования*/В. А. Мисюра, В. И. Аболтин, Н. М. Бородин и др.//Всесоюз. конф. по физике ионосферы: Тез. докл. М., 1976. С. 22. 19. *Исследование ионосферных возмущений по одновременным измерениям методом некогерентного рассеяния радиоволн и на сети станций вертикального зондирования*/В. А. Мисюра, В. Н. Быстрицкий, А. А. Гордеев и др.//Международ. (в рамках КАПГ) научно-методический семинар по вертикальному зондированию ионосферы: Тез. докл. Алма-Ата, 1978. С. 66—69. 20. *Температура электронов и ионов, ионный состав и концентрация нейтральной составляющей на средних широтах, измеренные методом некогерентного рассеяния*/В. А. Мисюра, В. Я. Блудов, Ю. Г. Ерохин и др.//Космич. исследования на Украине. 1974. Вып. 5. С. 38—45. 21. *К исследованиям нейтральной атмосферы и процессов переноса в ионосфере по измерениям методом некогерентного рассеяния*/В. А. Мисюра, В. Т. Дымшиц, Ю. Г. Ерохин и др.//Ионосфер. исследования. 1978. № 25. С. 82—86. 22. *Поиск спорадического радиоизлучения из космоса на сантиметровых и дециметровых волнах*/В. С. Троицкий, А. М. Стародубцев, Л. Н. Бондарь и др.//Радиофизика. 1973. 16, № 3. С. 323—340. 23. *Черногор Л. Ф. Оптимизация длительности импульса в методике плазменной линии в сравнении с методом резонансного рассеяния и вертикального зондирования. Всесоюз. науч.-техн. конференция//Теория и практика применения метода некогерентного рассеяния радиоволн: Тез. докл. X., 1983. С. 57—58. 24. Misyura V. A., Erokhin Yu. G., Tkachev G. N., Novozhilov V. I., Trukhan M. G., Bludov V. Ya. Middle latitude ionosphere as obtained by incoherent backscatter observations//Space Research XI. Akademie Verlag, Berlin, 1971. P. 1033—1038. 25. *К исследованию ионной структуры и случайных неоднородностей ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн*/В. А. Мисюра, В. И. Новожилов, Ю. Г. Ерохин и др.//Радиофизика. 1974. 17. С. 950—958.*

Поступила в редколлегию 29.10.90

SUMMARY

It is given the experimental results of measuring the spectral density of noise power radiation by diode with cathode static domain when microwave noise generation is registration in several canals of 10—40 GGz simultaneously.

УДК 548:539.12.04

А. Н. ЛЕВЧЕНКО, В. М. ШУЛЬГА, д-р физ.-мат. наук

ВЛИЯНИЕ ПАРАМАГНИТНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ ДИГИДРОФОСФАТА КАЛИЯ

Для нелинейных кристаллов дигидрофосфата калия (KDP), широко используемых в качестве электрически управляемых элементов-модуляторов лазерного излучения, важной характеристикой является объемная проводимость. В литературе существу-

ет относительно много данных, на основании которых сделаны определенные предположения о ее механизмах [1, 2]. Тем не менее существующее различие экспериментальных данных приводит к различию в их интерпретации. Исследования проводимости в большинстве работ велись на необлученных кристаллах. Вместе с тем воздействие ионизирующего излучения может дать новую информацию о влиянии на проводимость радиационных дефектов при условии их полной идентификации.

В наших экспериментах замечено изменение добротности резонатора с образцом KDP, подверженным воздействию γ -облучения. При этом наблюдаемые одновременно спектры ЭПР указывают на возникновение парамагнитных радиационных дефектов. Это позволяет предположить, что одной из причин изменения проводимости при облучении является изменение числа определенных дефектов, структуру которых можно установить с помощью метода ЭПР.

При увеличении дозы γ -облучения количество примесных парамагнитных центров AsO_3^- [3] сначала растет, а затем начинает уменьшаться. При этом затухание электромагнитной волны в образце, определяемое по добротности резонатора, также сначала растет, достигая максимального значения, когда число центров AsO_3^{2-} максимально, а затем, когда число AsO_3^- в кристалле становится меньше в результате их разрушения γ -излучением, уменьшается.

Корреляция между количеством парамагнитных центров AsO_3^- и проводимостью кристаллов наблюдается и при измерениях на постоянном токе (таблица). Это свидетельствует о том, что изменение проводимости при радиационном облучении связано с образованием радикалов AsO_3^{2-} . Отметим, что при дозах, превышающих $4 \cdot 10^6$ Гр, проводимость кристаллов меньше, чем до облучения. В исследованных кристаллах радикалы AsO_3^{2-} до облучения не наблюдались. Проводимость KDP до облучения, по-видимому, обусловлена другими дефектами (например, D и L [1, 2]), которые также видоизменяются под влиянием γ -излучения.

Доза γ -облучения, Гр	Количество радикалов AsO_3^{2-} , отн. ед.	Объемная проводимость, Ом ⁻¹ ·см ⁻¹
0	—	$4,5 \cdot 10^{-11}$
$5,7 \cdot 10^2$	23	$4,5 \cdot 10^{-11}$
10^4	144	$7,1 \cdot 10^{-11}$
$1,4 \cdot 10^5$	50	$5,3 \cdot 10^{-11}$
$4,2 \cdot 10^6$	—	$1,7 \cdot 10^{-11}$
10^7	—	$0,5 \cdot 10^{-11}$

Образование при радиационном облучении AsO_3^{2-} является причиной изменения цвета кристалла. Прозрачный до облучения, он становится слегка желтоватым (при дозах, когда концентрация AsO_3^{2-} достигает максимума), а затем (после разрушения радикалов γ -излучением) опять прозрачным.

Проводимость в кристаллах KDP может быть результатом миграции протонных вакансий (L дефектов) [1, 2]. В кристаллах KDP каждый кислород группы PO_4^{3-} соединен водородной связью с кислородом соседней PO_4^{3-} группы. Водородные связи приблизительно перпендикулярны к c -оси кристалла. Мышьяк и фосфор—изоэлектронные химические элементы, поэтому смесь мышьяка может легко входить в кристаллическую структуру KDP вместо атомов фосфора. Образующиеся при выращивании кристаллов группы AsO_4^{3-} являются наиболее уязвимым звеном по отношению к радиационному облучению. При облучении в тех областях KDP, где расположены тетраэдры AsO_4^{3-} , образуются парамагнитные центры AsO_4^{4-} , AsO_3^{2-} , PO_2^{2-} [3, 4]. ЭПР-исследования при комнатной температуре показали, что протонная суперсверхтонкая структура AsO_3^{2-} состоит из шести линий, свидетельствующих о наличии пяти протонов вблизи AsO_3^{2-} . Следовательно, можно предположить, что пятый протон приходит с соседней водородной связи при радиационном облучении. Таким образом, образование AsO_3^{2-} сопровождается появлением новых протонных вакансий у соседних PO_4^{3-} групп, т. е. L дефектов.

Под воздействием облучения происходит видоизменение не только радиационных, но и ростовых L , AsO_3^{2-} и других дефектов, ответственных за проводимость. Облучение кристаллов с ростовыми дефектами, среди которых имеются AsO_3^{2-} , азотным лазером (длина волны излучения 337 нм) в течение нескольких часов приводит к уменьшению проводимости кристаллов почти в два раза. В спектрах ЭПР при этом исчезают линии, принадлежащие радикалам AsO_3^{2-} .

Число примесных радиационных мышьяковых центров зависит от технологии выращивания кристаллов KDP, чистоты используемого исходного сырья. Поэтому для уменьшения влияния на объемную проводимость химического несовершенства промышленных кристаллов с ростовыми и радиационными дефектами можно использовать лазерное и γ -облучение.

Список литературы: 1. Harris L. B., Vella G. J. Direct current conduction in ammonium and potassium dihydrogen phosphate//J. Chem. Phys. 1973. 58, N 10. P. 4550—4557. 2. Kutub A. A., El-Adawi M. K., Elmanharawy M. S. Optical and electrical studies on some KDP-type single crystals//Acta Physica Hungarica. 1986. 59, N 3—4. P. 279—285. 3. Парамагнитные центры и оптический коэффициент поглощения в облученных кристаллах KH_2PO_4 /В. М. Шульга, А. Н. Левченко, А. О. Дорошенко и др.//Тез. докл. Всесоюз. конф. «Приме-

нение магнитного резонанса в народном хозяйстве». Ч. II. Казань, 1988. С. 121—122. 4. Dalal N. S., Herak J. N., McDowell C. A. An EPR Investigation of Room Temperature Radiation Damage and Molecular Motion in the Ferroelectric Phosphates//Chem. Phys. Lett. 1976. 40, N 1. P. 5—8.

Поступила в редколлегию 12.11.90

SUMMARY

It is observed an increase of conduction of the KDP single crystals after gamma-ray irradiation. The increase of conduction of irradiated single crystals is connected with the formation AsO_3^{2-} gamma-ray induced centres and with the migration of proton vacancies (L defects).

УДК 538.537.3

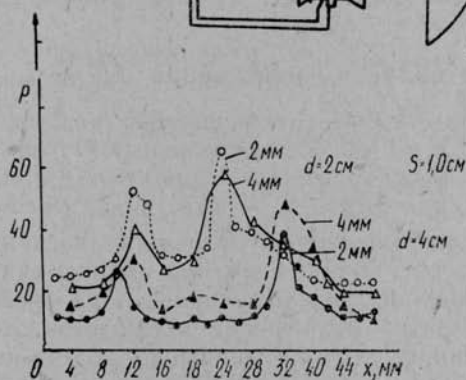
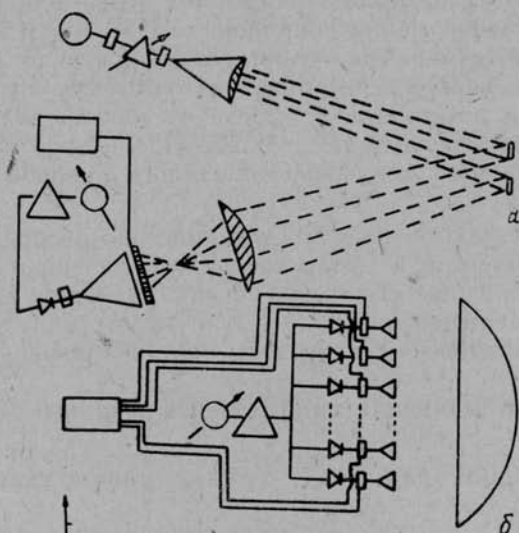
Е. А. ДОМАНОВА, канд. физ.-мат. наук

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МОДУЛЯТОРОВ В РАДИОВИДЕНИИ

В данной работе проведены экспериментальные исследования полупроводниковых элементов с управляемой концентрацией неравновесных носителей заряда, осуществляемой инжекцией из $p-n$ перехода [1], в системе радиовидения в миллиметровом диапазоне длин волн. При этом аналогично направленному освещению, применяемому при фотографировании, поле зрения освещалось направленным излучением на миллиметровых волнах. Отраженное от объектов в поле зрения излучение фокусировалось линзой, которая создавала изображение в одном случае на полупроводниковом элементе M (рисунок, поз. a) размером $44 \times 7 \times 0,5$ мм, состоящем из 22 диодов с длинной базой. Каждый диод представлял собой пластинку из германия с удельным сопротивлением 40 Ом·см, размером $7 \times 2 \times 0,5$ мм с выпрямляющим $p-n$ переходом (In) и тыловым $n-n^+$ переходом ($\text{Sn} + 0,5\% \text{ Sb}$) на торцах; $n-n^+$ переходы соединялись между собой проводящей пастой, каждый выпрямляющий контакт имел отдельный вывод. Если на такие диоды подавать напряжение в прямом направлении, то в базе включенного диода будет изменяться концентрация неравновесных носителей заряда. Переключение управляющего сигнала между различными диодами позволяет сканировать область повышенной концентрации вдоль полупроводникового элемента. В другом случае излучение фокусировалось на систему рупоров приемных антенн (рисунок, поз. b), в тракте которых включены полупроводниковые модуляторы в виде пластинки полупроводника с $p-n$ и $n-n^+$ переходами, полностью перекрывающей сечение волноводного тракта [1].

Проводя поэлементное развертывание радиоизображения, можно сформировать сигнал, пригодный для получения видимого изображения на экране электронно-лучевой трубки. Для этого сигналы с приемника использовали для модуляции интенсивности луча электронно-лучевой трубки, развертка которой синхронизирована с растром.

Модуляция проводимости элемента из 22 диодов осуществлялась постоянным или переменным током с частотой 1 кГц. Когда



Модуляторы в системах радиовидения:

a — система с использованием многоэлементной структуры, сканирующей «темным» или «прозрачным» пятном; *б* — система с волноводными полупроводниковыми модуляторами в тракте приемных антенн; *в* — амплитудное распределение отраженного от объектов излучения при сканировании «темным» пятном шириной 2 и 4 мм.

управляющий сигнал подавался поочередно на каждый диод, происходило сканирование «темным» пятном. Если сигнал подавался на все диоды одновременно, весь элемент становился непрозрачным для миллиметровых волн. Отключая поочередно

диоды от источника управляющего сигнала, получали прозрачное для миллиметровых волн пятно, которое перемещалось вдоль панели. При этом отмечалось сканирование «прозрачным» пятном. Размеры сканирующего пятна определялись размерами диодов и изменялись в эксперименте от 2×7 до 8×7 мм. Потери в отсутствии тока ~ 2 дБ, при протекании тока ~ 7 дБ.

Эксперимент проводили на длине волны 4 мм. Используемый метод преобразования может быть применен и в субмиллиметровом диапазоне. В качестве отражающих целей использовали плоские металлические ленты шириной $s = 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5$ см, расстояние между краями которых d менялось от 0,5 до 3,5 см. Формирующая изображение линза из оргстекла диаметром 16 мм находилась на расстоянии $F = 26$ см от полупроводникового элемента и вносила ослабление ~ 5 дБ. Прошедшее через полупроводниковый элемент излучение собиралось рупором с раскрывом 6×44 мм.

На рисунке, поз. в показано амплитудное распределение отраженного от объектов и сфокусированного линзой излучения, снято при сканировании «темным» пятном размером 2×7 мм и 4×7 мм при смещении на диоде 4 В и частоте модуляции 1000 Гц. Аналогичные измерения проведены при сканировании «прозрачным» пятном.

Для данной установки минимальный разрешаемый угол $\theta_{\min} = 1,22 \frac{\lambda}{D} = 0,031$ рад (1,7 град), минимальный разрешаемый

размер области изображения $l_{\min} = \theta_{\min} F = 1,22 \frac{\lambda f}{D} = 0,558$ см, минимальный разрешаемый размер в области объекта $L_{\min} = \theta_{\min} \cdot R = 1$ см, максимальный угол зрения $\theta_{\max} = 0,17$ рад (9,7 град). Здесь D — диаметр ограничивающей апертуры, f — светосила линзы, R — расстояние от объекта до линзы.

Предельное разрешение получено для пластин шириной 1 см, разнесенных на расстояние 4 мм при ширине сканирующего пятна 2 мм, и ограничивалось дифракцией. При увеличении ширины сканирующего пятна разрешение ухудшается, но качество изображения в данном случае, отношение максимума к минимуму амплитудного распределения, т. е. контраст, улучшается. Уменьшение управляющего тока через отдельный диод от 10 до 5 мА не влияет на разрешение, однако качество изображения ухудшается.

Рассмотренный полупроводниковый сканирующий элемент превосходит по своим свойствам полупроводниковый элемент с фотоинжекцией, описанный в работах [2, 3]. При управлении проводимостью полупроводника светом сложно получить пятно с резкими границами концентрации носителей заряда, так как фотоинжектируемые носители растекаются вследствие диффузии.

При инъекции из контактов можно получить довольно высокие перепады концентрации носителей, сколь угодно малое сканирующее пятно, и, следовательно, более высокое разрешение.

Аналогичные исследования проводили и для системы с волноводными модуляторами. В этом случае использовалась система приемных антенн с полупроводниковыми модуляторами в тракте, на которые излучение, отраженное от объектов и сфокусированное линзой, поступало через прямоугольные рупоры 3×10 , 10×10 или 35×5 мм. Переключением управляющего сигнала между модуляторами осуществлялось сканирование радиоизображения. Было получено минимальное разрешение изображений 2 пластин шириной 2 мм, разнесенных на 1,5 см при сечении приемного рупора 35×5 мм.

Использование полупроводниковых модуляторов в приемном тракте сканирующего элемента имеет ряд преимуществ перед детекторными секциями. Характеристики детекторов неидентичны и изменяются со временем под воздействием различных условий — влаги, тряски, наводок. Характеристики полупроводниковых модуляторов стабильны. Кроме того, использование полупроводниковых модуляторов позволяет осуществлять работу с одной детекторной секцией, что, в свою очередь, приводит к улучшению качества изображения и к выигрышу в мощности.

Однако применение однопанельной многодиодной или многоконтактной сканирующей системы предпочтительнее, так как система получается проще, компактнее, а главное, с более высоким разрешением.

Список литературы: 1. Доманова Е. А. Полупроводниковый модулятор миллиметровых и субмиллиметровых волн // Вестн. Харьк. ун-та. 1974. № 110. Радиофизика и электроника. Вып. 3. С. 92—94. 2. Jacobs H., Hofer R., Morris J., Horn E. Conversion of millimeter wave images into visible displays // J. Opt. Soc. Am. 1968. 58, N 2. P. 246—253. 3. Jacobs H., Shumacher J. D., Register D. A. A bulk for semiconductor imaging device for millimeter and submillimeter radiation // IEEE Trans. ED. 1969. 1, N 5. P. 419—424.

Поступила в редколлегию 18.10.90

УДК 538.537.3

Е. А. ДОМАНОВА, канд. физ.-мат. наук

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ОБЪЕМНЫЕ

Явление преобразования поверхностных волн в объемные при взаимодействии с периодическими структурами достаточно широко используется в различных областях физики и техники [1—3].

В данной работе рассмотрена возможность применения полупроводникового элемента с периодически неоднородным распре-

делением неравновесных носителей заряда для преобразования распространяющихся вдоль диэлектрического волновода (ДВ) поверхностных волн в объемные. Преимущество такого метода преобразования заключается в том, что шагом неоднородности можно управлять электрически или оптически, в частности, такой элемент с ДВ или системой ДВ может быть использован для создания сканирующего излучателя, подобно описанному в [3], однако с электрическим или оптическим управлением.

Эксперименты проводили с образцом в виде пластинки германия с удельным сопротивлением 40 Ом·см, в которой создавалась фотогенерированная периодически неоднородная электронно-дырочная плазма в виде полос шириной 2 мм и шагом 4 мм. Толщина пластины 0,45 мм, диаметром 35 мм. Волноводом поверхностных волн служил прямоугольный ДВ с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2,5$ и различным замедлением $\beta = v_{\text{ф}}/c$. Для сравнения использовалась ленточная металлическая решетка с периодом $b = 4$ мм и коэффициентом заполнения $2/2$, как и у полупроводникового элемента.

Дифракционное излучение исследовалось для случая максимальной связи, когда решетки вплотную прилегают к поверхности ДВ при $\beta = 0,99; 0,793; 0,758; \kappa = 1; 0,527; 0,515$ соответственно, где $\kappa = \frac{b}{\lambda}$, и на длине волны $\lambda = 4$ мм.

В случае отсутствия фотогенерированных неравновесных носителей заряда в полупроводниковом элементе излучение не наблюдается. При освещении образца, когда в нем генерируется периодически неоднородная концентрация электронно-дырочных пар, наблюдается дифракционное излучение, сосредоточенное в одном луче со стороны полупроводникового элемента, если он прилегает к узкой стороне ДВ, и со стороны ДВ, если полупроводниковый элемент прилегает к широкой стенке ДВ. Это объясняется зависимостью отражения от поляризации волны.

В таблице приведены значения углов излучения θ , полученные экспериментально и рассчитанные по формуле [2]:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta} + \frac{n}{\kappa}, \quad n = -1, -2, -3, \dots,$$

λ , мм	κ	β	$\theta_{\text{расч}}$	$\theta_{\text{эксп}}^0$		$P_{\text{изл}}/P_0$	
				м	п/п	м	п/п
4	1	0,793	74°84	80	88	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
7,6	0,527	0,99	160°16	150	155	$4 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
7,8	0,515	0,758	129°48	135	120	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$
5,7	0,705	0,90	108°84	—	—	—	—
6	0,66	0,952	114°30	112	112	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^{-3}$

а также эффективность излучения $P_{\text{изл}}/P_0$, когда металлическая (м) или полупроводниковая (п/п) дифракционные решетки прилегают к узкой стороне ДВ. Изменение проводимости освещенных элементов по отношению к неосвещенным в полупроводнике 7:1.

Угол θ_0 , под которым распространяется волна в полупространстве с показателем преломления $n_{\text{Ge}}=4$ для германия, определяется соотношением [4]:

$$\sin \theta_0 = \frac{1}{\beta n_{\text{Ge}}}.$$

Для германия θ_0 находится в пределах $10-25^\circ$ при $\beta=0,6 \div 1$, т. е. достаточно далеко от сектора углов, где наблюдалось излучение, возникшее при фотогенерации плазмы.

Несмотря на то, что в данном эксперименте получена далеко не оптимальная эффективность преобразования $\sim 10^{-1}-10^{-3}$, в основном, из-за неоптимального подбора β и χ , однако даже в таком варианте данное устройство может быть использовано как включаемый ответвитель с управляемым направлением излучения и достаточно высоким быстродействием: время возникновения дифракционного излучения при включении светового сигнала и исчезновения при выключении составляет 10 и 150 мкс соответственно.

Список литературы: 1. Шестопапов В. П. Дифракционная электроника. Х., 1986. 287 с. 2. Андренко С. Д., Шестопапов В. П. Экспериментальное исследование преобразования поверхностных волн в объемные в миллиметровом диапазоне. Х., 1975. 36 с. (Препринт/ИРЭ АН УССР: № 43). 3. Андренко С. Д., Девятков Н. Д., Шестопапов В. П. Приемно-передающая антенна миллиметрового диапазона с высоким коэффициентом развязки // Радиотехника и электроника. 1978. 25, № 5. С. 745—748. 4. Дерюгин Л. Н., Марчук А. Н., Сотин В. Е. Излучение с плоского диэлектрического волновода // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1970. 13, № 3. С. 429—431.

Поступила в редколлегию 22.11.90

SUMMARY

Semiconductor elements with controlled electron-hole plasma by p-n junction were experimentally studied for radiovision in millimeter-wave region for two cases. In the first one multiple contact bulb structure of 22 diodes investigated. In the second case we dealt with antenna array with semiconductor modulators. The former was shown to be preferable.

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

РЕГИСТРАЦИЯ СВЧ-ШУМА ДКСД ОДНОВРЕМЕННО
ПО НЕСКОЛЬКИМ КАНАЛАМ

Диоды с катодным статическим доменом (ДКСД) — эффективные источники СВЧ-шума в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн [1—3]. Источником СВЧ-шума таких диодов являются дробовые флуктуации потоков электронов и дырок, возникающих в результате ударной ионизации в электрических полях высокой напряженности в катодном статическом домене. Ранее эти диоды исследовались отдельно в каждом из диапазонов длин волн (10, 3, 2, 1,5 см; 8, 4, 3 мм). При этом диод помещался в волноводный резонатор соответствующего сечения, и проводились измерения по диапазону частот, определяемому измерительным приемником. В ряде практических применений необходима одновременная регистрация генерации СВЧ-шума в определенных диапазонах частот. Как правило, это делается с использованием нескольких источников СВЧ-шума (например, лавинно-пролетные диоды не являются широкополосными источниками СВЧ-шума [4], и для каждого диапазона нужен активный элемент).

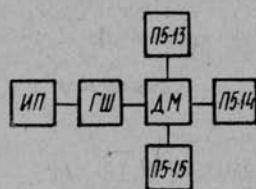
Ниже экспериментально показано, что с помощью ДКСД возможна одновременная генерация СВЧ-шума в нескольких диапазонах см- и мм-длин волн.

Диоды представляли собой $m-n-n-m$ структуры и были изготовлены на основе эпитаксиальной пленки $n-GaAs$, выращенной на полужизолирующей подложке. Толщина n -области (полужизолирующий $GaAs$) составляла 2—5 мкм, толщина n -области — 10—20 мкм. Катодный и анодный контакты созданы вплавлением сплава $(AuGe)_{звт} + Ni$, нанесенным на золотые пластины.

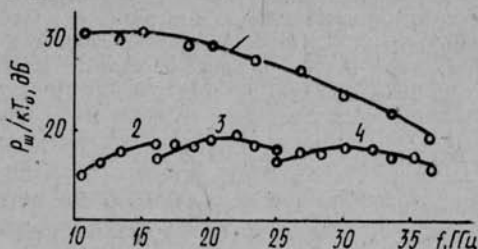
Представляет интерес получение одновременной генерации в диапазоне 10—40 ГГц. Диод помещался в волноводную камеру двухсантиметрового диапазона длин волн (ГШ—рисунок). Камера с диодом через делитель мощности (ДМ) и соответствующие каждому диапазону волноводными переходами соединялись с измерительными приемниками: П5—13, П5—14А, П5—15А. Это не лучший способ передачи сигнала шума в каждый диапазон, но для выяснения принципиальных возможностей, одновременных по нескольким каналам генерации — приемлемый.

Общий характер зависимости спектральной плотности мощности шума (СПМШ) в диапазоне частот необходимо учитывать при выборе оптимального режима диода в качестве широкополосного источника СВЧ-шума. Значение тока питания и напря-

жение подбираются исходя из условия одновременной генерации мощности шума и его стабильности по нескольким каналам. Для контроля тока диода, работающего в непрерывном режиме, питание осуществлялось от стабилизированного источника с автоматической установкой тока стабилизации. Это позволяло



а



б

Блок-схема измерительной установки (а) и шумовой спектр ДКСД (б) при фиксированном токе питания в диапазоне частот 10—40 ГГц:

1 — при непосредственном включении ГШ в приемник соответствующего диапазона; 2 — при одновременной регистрации шума в диапазоне $f=12-16$ ГГц; 3 — $f=16-25$ ГГц; 4 — $f=25-37$ ГГц.

избежать нежелательного резкого возрастания тока, приводящего к необратимому пробою, и выбирать оптимальный режим работы.

На рисунке показана частотная зависимость СПМШ, полученная для рассматриваемого диода при значении тока $I=90$ мА и напряжении $U=17,8$ В. Здесь же приведены значения СПМШ для случаев, когда диод работает в волноводном тракте соответствующего диапазона, т. е. при значительно лучшем с точки зрения монохроматического сигнала согласовании импедансов исследуемого диода и генераторной секции. Соответственно уровни СПМШ получаются больше в последнем случае. В целом же при раздельном измерении в каждом диапазоне и при одновременном измерении уровня шума во всех диапазонах выявлена общая частотная зависимость СПМШ ДКСД в диапазоне частот 10—40 ГГц.

Таким образом, эксперименты показали, что СВЧ-шум можно получать в нескольких частотных интервалах одновременно с помощью одного ДКСД в частотном диапазоне 10—40 ГГц; интегральная мощность $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ Вт достигается в непрерывном режиме генерации СВЧ-шума.

Согласно последним исследованиям частотного диапазона работы ДКСД уровень шума вполне приемлемый и на частотах ~ 100 ГГц ($\sim 10^2$ КТ₀). Это позволяет увеличить число частотных интервалов, в которых могут работать ДКСД, одновременно выдавая СВЧ-мощность в этих диапазонах.

Список литературы: 1. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н., Золотарев Е. С. Генерация СВЧ-шума диодом Ганна с катодным статическим доменом // Радиотехника и электроника. 1976. 21, № 8. С. 1732—1739. 2. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. О шумовом спектре диода с катодным статическим доменом // Радиотехника и электроника. 1985. 30, № 7. С. 1447—1449. 3. Золотарев Е. С., Калмыкова Л. И., Прохоров Э. Д. Генерация СВЧ-шума статическими и движущимися доменами в GaAs // Твердотельная электроника миллиметровых и субмиллиметровых волн. Х., 1988. С. 156—163. 4. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., 1968. 480 с.

Поступила в редколлегию 15.11.90

УДК 621.382.2

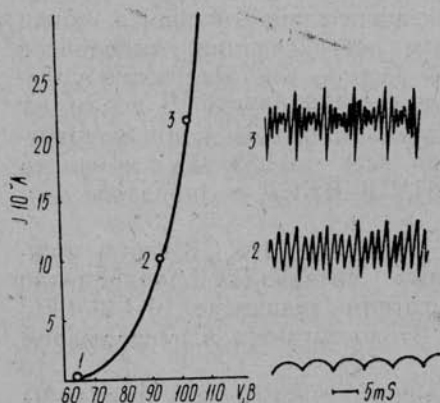
Л. И. КАЛМЫКОВА, Н. Е. ПОЛЯНСКИЙ,
Э. Д. ПРОХОРОВ, д-р физ.-мат. наук

ГЕНЕРАЦИЯ СТОХАСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ДИОДАМИ НА GaAs:Cr

Интерес к стохастическим неустойчивостям в ряде полупроводников, в том числе и в полуизолирующем GaAs, возрос [1—3].

Рассмотрим некоторые особенности стохастических колебаний в полуизолирующем GaAs:Cr, которые могут быть полезны при разработке генераторов шума.

Диоды изготавливали на основе GaAs:Cr с $\rho \sim 10^6$ Ом·см. Омические контакты получали путем сплавления Sn, напыленного на Au, или сплава $(AuGe)_{эвт} + Ni$ в атмосфере H_2 при температурах $\sim 500^\circ C$.



Вольт-амперная характеристика диода на основе GaAs:Cr ($l=0,5$ мм, $S=1 \times 1$ мм²) и форма колебаний тока через диод (в точках ВАХ 1, 2, 3).

Диоды исследовали в резистивной цепи (рисунок). Ток измеряли вольтметром с высоким входным сопротивлением по падению напряжения на последовательно включенном сопротивлении. Форма колебаний тока и спектр наблюдались на дополнительно включенном в цепь сопротивлении ~ 100 кОм. Схема заэкранирована и находится в полной темноте. Диоды могли освещаться лазером или видимым светом.

ВАХ диодов близки к линейным до напряженности $\sim 1,5$ — $1,7$ кВ/см, после чего наблюдается резкий рост тока через диод. При освещении и

в темноте наблюдались различные неустойчивости тока, близкие к синусоидальной форме тока, или стохастические (близкие к хаосу).

1. Низкочастотные колебания тока 10—100 Гц при напряжениях ~ 100 —200 В/см.

2. Высокочастотные стохастические колебания ($n \cdot 1$ кГц — $n \cdot 100$ мГц) при напряжениях 1,5—1,7 кВ/см. Одновременное присутствие НЧ и ВЧ колебаний или перескоки частоты.

3. Уменьшение $E_{\text{пор}}$ с увеличением освещения (образцы диодов индивидуальные по $E_{\text{пор}}$, НЧ и ВЧ колебаниям). ВЧ колебания изменяются с увеличением E и освещения боковой поверхности диода и не зависят от внешней резистивной цепи.

Амплитуда стохастических колебаний меняется в зависимости от E (для $l \sim 0,5$ мм при 100 В на диоде и токе $\sim 10^{-8}$ — 10^{-7} А она составляет 0,05—0,1 В на нагрузке в 2 мОм).

4. При уменьшении длины диодов l $E_{\text{пор}}$ почти линейно уменьшаются в случае $E_{\text{ср}} \sim 1,5$ —1,7 кВ/см, спектр колебаний при этом смещается в более высокочастотную область. Частотный диапазон ВЧ колебаний смещается от $n \cdot 1$ кГц до $n \cdot 100$ мГц (длины в десятки микрон), увеличивается полоса шумового сигнала.

5. При наличии перехода у одного из контактов также наблюдаются стохастические колебания. В случае прямого включения при полях, близких к наблюдаемым — в образцах с омическими контактами, при обратном — после пробоя перехода. Частота стохастических колебаний при этом соответствует длине кристалла GaAs:Cr.

Механизм возникновения НЧ стохастических колебаний — возникновение рекомбинационной неустойчивости вследствие перезарядки уровней Cr в GaAs и захвата электронов на уровнях в полях ~ 100 —200 В/см.

Высокочастотные стохастические колебания отмечаются в условиях увеличивающейся концентрации носителей в диоде в результате ударной ионизации глубоколежащих примесей Cr в GaAs (ток через диод возрастает). Увеличение тока возможно или в статических доменах у контактов, или в движущихся рекомбинационных доменах, если напряженности поля в них более 50 кВ/см, достаточных для ионизации электронов с уровней ($E_{\text{Cr}} \sim 0,7$ эВ). Это требует детальных количественных оценок.

Одно несомненное достоинство — увеличение частоты стохастических колебаний с уменьшением длины кристалла GaAs:Cr и расширение шумовой полосы в диапазоне от $n \cdot 1$ кГц до $n \cdot 100$ мГц может быть использовано для создания шумовых генераторов на основе стохастических колебаний в диодах на полупроводнике GaAs:Cr.

Список литературы: 1. Пирагас К., Пожела Ю., Тамашевичюс А., Ульбикас Ю. Стохастическая неустойчивость тока в арсениде галлия, компенсированном хромом//ФТП. 1987. 21, вып. 3. С. 545—548. 2. Kuhnel G., Siegel W., Schneider H. High-field current-voltage characteristics of semi-insulating GaAs//Phys. Stat. Sol. 1987. 100(a). P. 283—287. 3. Klap W., Jezewski M., Lusakowski J., Kuszek W. Low frequency and chaotic current oscillations in semiinsulating GaAs//Solid State Electronics. 1988. 31, N 3/4. P. 813—816.

Поступила в редколлегию 29.09.90

SUMMARY

It is researched the features of stochastic oscillations in semi-insulating GaAs:Gr, that can be used in noise generators.

УДК 621.373

А. Б. БЕЛОГОРЦЕВ, канд. физ.-мат. наук, М. Ф. ПОЛЯШЕНКО

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЕ И ХАОТИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ СО СМЕШАННЫМ ТИПОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Совокупность двух взаимодействующих квазилинейных осцилляторов является одной из наиболее изученных математических моделей многомодовых систем. Она описывает такие эффекты, как конкуренция мод, затягивание частоты, гашение автоколебаний и т. д. [1, 2]. Обычно различают два вида взаимодействия: резонансное и нерезонансное. При первом из них определяющее влияние на динамику системы оказывают фазовые соотношения между колебаниями осцилляторов, при втором — величины их амплитуд.

Если один из двух изохронных осцилляторов является активным, а второй — пассивным, то в случае чисто резонансного взаимодействия возможны только одночастотные режимы колебаний.

В данной работе показано, что при наличии дополнительной нерезонансной связи в системе могут возникать двухчастотные движения. Более того, когда один из осцилляторов обладает конечной степенью неизохронности, квазипериодические колебания могут разрушаться с образованием в фазовом пространстве странного аттрактора.

Наиболее общей математической моделью, описывающей в предположении слабой кубической нелинейности и высокой добротности поведение двух взаимодействующих осцилляторов, является следующая известная система укороченных уравнений [3]:

$$\begin{aligned}\frac{da}{d\tau} &= (\alpha_a - \gamma_a a^2 - \mu_a b^2) a + kb \sin \psi; \\ \frac{db}{d\tau} &= (\alpha_b - \gamma_b b^2 - \mu_b a^2) b - ka \sin \psi; \\ \frac{d\psi}{d\tau} &= -\Delta + \beta a^2 - \kappa b^2 + k \left(\frac{b}{a} - \frac{a}{b} \right) \cos \psi.\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь τ — безразмерное медленное время; a, b — амплитуды; ψ — разность фаз осцилляторов; Δ — пропорционально разности их собственных частот; $\alpha_a > 0$ — линейный инкремент активного

осциллятора; $\alpha_b < 0$ — линейный декремент пассивного осциллятора; параметры γ_a, γ_b определяют величину диссипативной, а β, κ — реактивной нелинейности. Уравнения (1) учитывают резонансное (параметр k) и нерезонансное (параметры μ_a и μ_b) взаимодействия.

Значения стационарных амплитуд системы (1) ($a=A, b=B$) оцениваются, как известно, уравнением резонансной кривой:

$$\Delta = \beta A^2 - \kappa B^2 \pm \left(\frac{B^2}{A^2} - 1 \right) \sqrt{\frac{k^2 A^2}{B^2} - (\alpha_b - \gamma_b B^2 - \mu_b A^2)}, \quad (2,a)$$

$$B^2 = \frac{1}{2\gamma_b} [\alpha_b - A^2(\mu_a + \mu_b) \pm \sqrt{(\alpha_b - (\mu_a + \mu_b)A^2)^2 - 4\gamma_b A^2(\gamma_a A^2 - \alpha_a)}] \quad (2,b)$$

Одночастотным режимам, когда оба взаимодействующих осциллятора совершают колебания с одной и той же частотой, соответствуют устойчивые особые точки системы (1). Двухчастотным квазипериодическим колебаниям (биениям) отвечают предельные циклы в фазовом пространстве системы (1), на которых величины a, b и ψ периодически изменяются со временем.

Представление об основных свойствах исследуемой системы дает приведенный на рис. 1 ее бифуркационный портрет на плоскости параметров (Δ, α_a) , полученный путем анализа устойчивости особых точек и численного исследования свойств решений уравнений (1). Значения параметров следующие: $\alpha_b = 1$; $\gamma_a = 0,3$; $\gamma_b = 0,3$; $\mu_a = 0,3$; $\mu_b = 0,3$; $\kappa = 10$; $\beta = 0,3$.

Как следует из анализа рис. 1, можно условно выделить три характерные области, в

которых система демонстрирует качественно различные типы поведения. Первая из них соответствует значениям α_a , меньшим некоторой критической величины $\alpha_{кр}$. Она характеризуется тем, что в определенном диапазоне изменения расстройкой Δ реализуется режим гашения колебаний, когда тривиальное положение равновесия $A=0, B=0$ является устойчивым, а автоколебания не возбуждаются, несмотря

на наличие положительного инкремента $\alpha_a > 0$. Область гашения на рис. 1 отмечена двойной штриховкой. Для изохронной системы ($\kappa = \beta = 0$) значение $\alpha_{кр}$ в точности равно $|\alpha_b|$, а область гашения располагается симметрично относительно линии $\Delta = 0$. Поскольку

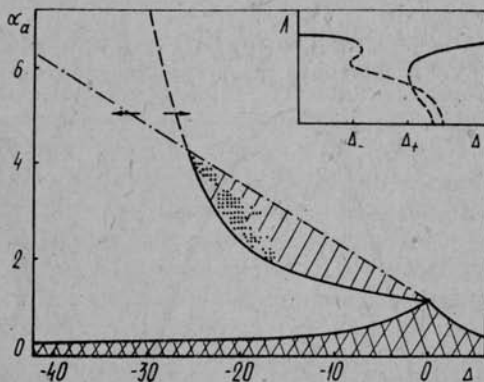


Рис. 1. Двухпараметрическая бифуркационная диаграмма (1) и типичная резонансная кривая в области биений.

при конечной степени неизохронности резонансная кривая (2) становится несимметричной относительно $\Delta=0$, то в этом случае на краях области гашения появляются гистерезисные участки, где устойчивое нулевое положение равновесия сосуществует с другими особыми точками.

Другая из выделенных областей соответствует относительно большим значениям a_a по сравнению с $a_{кр}$. В этой области при соответствующем выборе Δ одновременно сосуществуют два устойчивых стационарных состояния системы (1), что, например, в радиотехнических устройствах проявляет себя как затягивание частоты генерации одним из контуров, имеющее гистерезисный характер.

Известно, что для изохронной двухмодовой системы с чисто резонансным взаимодействием область затягивания начинается непосредственно со значений $a_a = a_{кр} \equiv |a_b|$. Однако согласно нашим исследованиям при наличии дополнительного нерезонансного взаимодействия осцилляторов на плоскости параметров системы (1) появляется третья область, занимающая промежуточное положение по отношению к рассмотренным выше областям гашения и затягивания; она располагается в некотором интервале изменения $a_a \gtrsim a_{кр}$ (одинарная штриховка на рис. 1). Характерной ее особенностью является отсутствие в некотором диапазоне расстройки $\Delta_- \leq \Delta \leq \Delta_+$ устойчивых особых точек в фазовом пространстве системы (1), а следовательно, отсутствие устойчивых одночастотных колебательных движений. Типичная для такого случая резонансная кривая $A(\Delta)$ схематически изображена в правом верхнем углу рис. 1. Неустойчивые ее участки выделены пунктиром.

Расчеты показывают, что при выборе Δ в интервале от Δ_- до Δ_+ в фазовом пространстве системы (1) существует предель-

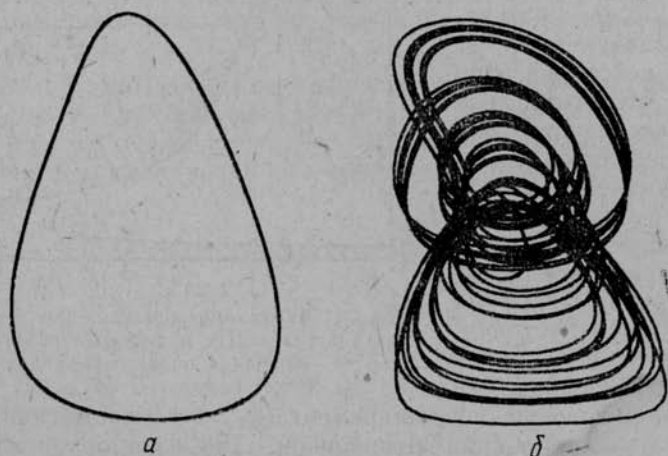


Рис. 2. Предельный цикл (а) и хаотический аттрактор (б) в фазовом пространстве системы (1).

ный цикл, что означает наличие двухчастотных колебаний в рассматриваемой системе осцилляторов. Типичный предельный цикл изображен на рис. 2, а для параметров $\Delta = -19$, $\alpha_a = 3$. Отметим, что границы области существования двухчастотных колебаний не тождественны границам области неустойчивости особых точек. В процессе расчетов нами наблюдались случаи реализации биений не только в интервале $\Delta_- \leq \Delta \leq \Delta_+$, но и в некоторой его окрестности, где предельный цикл сосуществовал с устойчивыми особыми точками.

Согласно численным исследованиям, если хотя бы один из осцилляторов обладает конечной величиной неизохронности (как, например, в случае рис. 1), то возникающий предельный цикл может разрушаться вследствие образования в фазовом пространстве странного аттрактора. Это происходит при появлении на резонансной кривой гистерезиса между неустойчивыми состояниями равновесия, расположенного вблизи $\Delta \simeq \Delta_-$. На рис. 1 область существования хаотических колебаний отмечена точками; она включает в себя область указанного гистерезиса. При выборе параметра Δ в этой области в фазовом пространстве системы (1) одновременно сосуществуют три неустойчивые седловые особые точки с ненулевыми амплитудами $a = A$, $b = B$, и помимо них имеется неустойчивое тривиальное положение равновесия $a = 0$, $b = 0$. По-видимому, возникновение хаотического аттрактора в данном случае обусловлено образованием гомоклинических или гетероклинических траекторий, связывающих между собой различные седловые особые точки (см. также [5]). Переход от регулярного движения к хаотическому в зависимости от направления движения в пространстве параметров осуществляется двумя путями, характерными для диссипативных динамических систем: через последовательность бифуркаций удвоения периода предельного цикла и через перемежаемость. Характерный странный аттрактор изображен на рис. 2, б, для $\Delta = -21,4$; $\alpha_a = 3$.

Из проведенных расчетов следует, что значение Δ_+ , соответствующее одной из границ области существования неустойчивых состояний, всегда близко к точке пересечения обеих ветвей резонансной кривой (2) при выполнении равенства $A = B$. Используя этот факт, можно выписать приближенное условие возникновения двухчастотных колебаний, следующее из (2):

$$-\Delta \geq (\alpha_a + \alpha_b) (-\beta + \kappa) / (\gamma_a + \gamma_b + \mu_a + \mu_b). \quad (3)$$

На рис. 1 штрих-пунктирная линия соответствует знаку равенства в (3). Она достаточно хорошо определяет верхнюю границу по параметру α_a существования хаотических колебаний и биений.

Результаты подробных численных экспериментов свидетельствуют, что описанные закономерности сохраняются в широком диапазоне изменения управляющих параметров модели (1).

Полученные результаты заставляют пересмотреть сложившиеся представления о возможных колебательных режимах в системе активного и пассивного осцилляторов. В частности, применительно к радиотехническим задачам обнаруженное явление хаотизации колебаний означает, что подключение пассивного колебательного контура к генератору, осуществляемое обычно с целью повышения стабильности его частоты, может приводить к переходу в режим генерации случайных выходных колебаний с непрерывным спектром.

Список литературы: 1. Мигулин В. В., Медведев В. И., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Основы теории колебаний. М., 1988. 392 с. 2. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М., 1984. 432 с. 3. Бутенин Н. В., Неймарк Ю. И., Фуфаев Н. А. Введение в теорию нелинейных колебаний. М., 1987. 384 с. 4. Шильников Л. П. Об одном случае существования счетного множества периодических движений // Докл. АН СССР. 1965. 160, № 3. С. 558—563. 5. Неймарк Ю. И., Ланда П. С. Стохастические и хаотические колебания. М., 1987. 424 с.

Поступила в редколлегию 20.12.90

SUMMARY

The dynamics of two nonlinear oscillators interacting in resonant as well as in nonresonant way are studied theoretically. The possibility of excitation of quasiperiodic and stochastic oscillations in this system is demonstrated. We discuss conditions and scenarios of arising such a motion.

УДК 538.574

А. И. АДОНИНА, канд. физ.-мат. наук,

В. М. БАГАЦКИЙ

РАССЕЯНИЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ ПРИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ НА РЕШЕТКУ В МНОГОСЛОЙНОМ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКЕ

Исследование электродинамических свойств решеток представляет интерес в связи с использованием их в качестве базовых элементов многих устройств СВЧ. Соединение решеток с диэлектрическими слоями приводит к появлению новых эффектов в интегральных характеристиках рассеянных полей, названных аномалиями, в работах [1, 2], в которых проводилось изучение электродинамических свойств решеток с диэлектриками.

Рассмотрим в точной постановке краевой задачи случай нормального падения волны на плоскую решетку, состоящую из бесконечно тонких, идеально проводящих металлических полос (период решетки — l , ширина щели — d), расположенных в многослойном изотропном магнитодиэлектрике. Не уменьшая общности, будем считать, что над решеткой имеется m слоев с электрическими параметрами ϵ_s , μ_s ($s=1, \dots, m+1$) и толщиной каж-

дого слоя $d_s - d_{s-1}$, а под решеткой — j слоев с электрическими параметрами ϵ_s, μ_s ($s=1, \dots, j+1$) и толщиной каждого слоя — $a_s - a_{s-1}$.

Свяжем с решеткой прямоугольную систему координат, начало которой разместим в центре щели, ось ox направим вдоль, oy — перпендикулярно металлическим полосам, oz — перпендикулярно плоскости решетки и слоям магнитоэлектриков.

При нормальном падении волны уравнения Максвелла, с помощью которых находят решения для рассеянных полей ($d/dx = 0$), разделяются на две независимые подсистемы, каждая из которых описывает поле определенной поляризации: E -поляризованное ($E_x \neq 0, H_x = 0$) и H -поляризованное ($H_x \neq 0, E_x = 0$).

Вследствие дифракции на периодической структуре рассеянное поле в каждой частичной области, соответствующей слою или полупространствам над структурой и под структурой, представляется в виде разложения в ряды Фурье. В общем виде компоненты E_{xs} и H_{xs} для s -й области можно записать следующим образом:

$$A_{xs} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (a_{ns} e^{i\gamma_{ns} z} + c_{ns} e^{-i\gamma_{ns} z}) e^{i h_n y}, \quad (1)$$

где $\gamma_{ns} = \sigma_{ns} = \sqrt{k^2 \epsilon_s \mu_s - h_n^2}, \quad s = 1 \dots m+1;$

$$\bar{\gamma}_{ns} = \bar{\gamma}_{ns} = \sqrt{k^2 \epsilon_s \mu_s - h_n^2}, \quad s = 1 \dots j+1;$$

$$h_n = 2\pi n/l; \quad A_{xs} = H_{xs}; \quad A_{xs} = E_{xs}. \quad (2)$$

Над структурой ($z > d_m$) существует падающее и отраженное поле, поэтому при записи полей в области $(m+1)$ следует положить $c_{n, m+1} = 0$ ($n \neq 0$). В дальнейшем для области $(m+1)$ будем пользоваться следующими обозначениями: для E -поляризованной волны амплитуду падающего поля обозначим через a_0^* ($a_0^* = c_{0, m+1}$), а спектральные амплитуды рассеянных полей — через a_n ($a_n = a_{n, m+1}$), для H -поляризованной волны амплитуды падающего поля обозначим через c_0^* ($c_0^* = c_{0, m+1}$), а спектральные амплитуды — через c_n ($c_n = a_{n, m+1}$).

Под структурой ($z < a_j$) существует только прошедшее поле, поэтому при записи его в области $(j+1)$ следует положить $a_{n, j+1} = 0$. Кроме того, обозначим спектральные амплитуды прошедшего поля для E -поляризованной волны через b_n ($b_n = b_{n, j+1}$), а для H -поляризованной волны — через d_n ($d_n = b_{n, j+1}$).

Поля (1) для каждой поляризации подчиним граничным условиям: непрерывность тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границах магнитоэлектрических слоев и равенство нулю тангенциальной компоненты электрического поля на металлических полосах решетки.

В настоящей работе рассматривается такая же структура, как в работе [3], для случая произвольного падения волны. Воспользуемся полученными в [3] соотношениями, связывающими

спектральные амплитуды для внешних областей с амплитудами для областей, прилегающих к решетке, так как выполнение граничных условий на слоях магнитоэлектриков проводится одинаково для обеих задач, приведенных в [3], и в настоящей (с учетом линейной связи между тангенциальными и нормальными компонентами поля, вытекающей из уравнений Максвелла при $d/dx=0$).

При выполнении дискретных граничных условий на решетке (равенство нулю тангенциальных компонент электрического поля на «металле» и непрерывность тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на «щели»), с учетом выполненных граничных условий на границах магнитоэлектриков, получим систему функциональных уравнений для каждой поляризации относительно спектральных амплитуд для внешних областей.

E-поляризация

$$\sum_{n \neq 0} \bar{b}_n e^{i h_n y} = -b_0 \text{ (металл);}$$

$$\sum_{n \neq 0} \bar{b}_n \sigma_{n1} \sigma_{n\mu} e^{i h_n y} = -\sigma_{01} (\bar{b}_0 \sigma_{0\mu} + a_0^* \sigma_\mu^0) \text{ (щель);} \quad (3)$$

H-поляризация

$$\sum_{n \neq 0} \bar{c}_n \sigma_{n\pm} e^{i h_n y} = -\bar{c}_0 \sigma_{0\pm} - \bar{c}_0^* \sigma_\pm^0 \text{ (щель);} \quad (4)$$

$$\sum_{n \neq 0} \bar{c}_n \sigma_{n1} e^{i h_n y} = -\sigma_{01} (\bar{c}_0 + \bar{c}_0^*) \text{ (металл),}$$

где

$$\bar{a}_n = a_n t_\mu; \quad \bar{c}_n = c_n t_\pm; \quad \bar{a}_0^* = a_0^* f_\mu; \quad \bar{c}_0^* = c_0^* f_\pm.$$

Выражения для $\sigma_{n\pm}$, $\sigma_{n\mu}$, $\sigma_\pm^0$, σ_μ^0 , $t_\pm$, t_μ , $f_\pm$, f_μ из работ [3, 4] имеют достаточно громоздкий вид, поэтому мы их не приводим.

Применяя к решению функциональных уравнений (3), (4) метод задачи Римана-Гильберта [5], получим бесконечные системы линейных алгебраических уравнений второго рода, из которых определяются спектральные амплитуды рассеянных полей.

E-поляризация

$$-a_0^* i x \sigma_\mu^0 W_m^0(U)/q_\mu = \bar{b}_0 [i x \sigma_{0\mu} W_m^0(U)/q_\mu - \quad (5)$$

$$-R_m(U)/R_\sigma(U)] + \sum_{n>0} x_n (\zeta_n^E W_m^n(U) - \delta_m^n);$$

H-поляризация

$$\begin{aligned} \bar{c}_0^* [-i x q_\pm W_m^0(-U) + \sigma_\pm^0 R_m(-U)/R_\sigma(-U)] = \\ = \bar{c}_0 [i x q_\pm W_m^0(-U) + \sigma_{\pm 0} R_m(-U)/R_\sigma(-U)] + \\ + \sum_{n>0} y_n (\zeta_n^H W_m^n(-U) - \delta_m^n), \end{aligned}$$

где

$$x_n = \bar{b}_n n; \quad y_n = \bar{c}_n \sigma_{n1} n; \quad x = l/\lambda; \quad U = \cos(\pi d/l);$$

$$\zeta_n^E = 1 + i \bar{\sigma}_{n1} \sigma_{n1} / q_n; \quad \zeta_n^H = 1 + i \bar{\sigma}_{n1} q_n / \sigma_{n1};$$

$$\sigma_{n1} = \sqrt{x^2 \varepsilon_1 \mu_1 / n^2 - 1}; \quad (7)$$

$$W_m^0 = V_m^0 - V_\sigma^0 R_m / R_\sigma;$$

$$W_m^n = V_m^n + V_m^{-n} - (V_\sigma^n + V_\sigma^{-n}) \cdot R_m / R_\sigma; \quad n \neq 0.$$

Базовые коэффициенты V_m^n , V_σ^n , R_m , R_σ определены ранее [5].

Они являются одинаковыми для класса задач, идентичных по решению краевой задачи Римана-Гильберта для случая нормального падения волны на решетку [5].

Матричные элементы $\zeta_n^{EH} \rightarrow 0 [(x/n)^2]$, поэтому бесконечные системы (5), (6) являются сходящимися и их можно решать методом последовательных приближений.

На алгоритмическом языке ФОРТРАН составлена программа расчета урезанных систем (5), (6), позволявшая изменять их

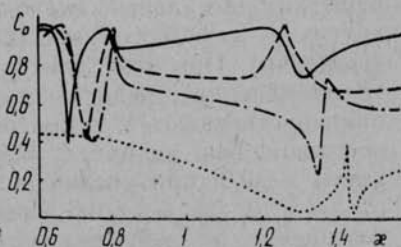
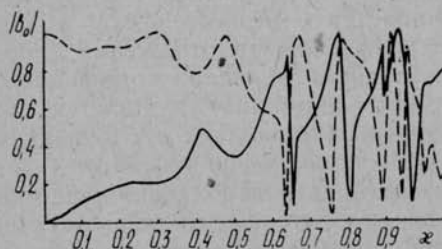


Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения E -поляризованной (сплошные линии) и H -поляризованной (штриховые линии) волн от параметра $x (a_s/l=0,1 \cdot s; \quad \varepsilon_s=2+\sin(s \cdot \pi/10); \quad s=1, \dots, 20)$.

Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения H -поляризованной волны от параметра $x (\varepsilon_1=2,54; \quad a_1/l=0,2; \quad d/l=0,1$ —; $d/l=0,3$ — —; $d/l=0,5$ — · —; $d/l=0,9$ )

порядок, что давало возможность подбирать оптимальный порядок систем, при котором решение имело минимальную погрешность.

На рис. 1, 2 представлены некоторые результаты расчетов для коэффициентов прохождения (рис. 1) E -поляризованной и H -поляризованной волн и коэффициента отражения (рис. 2) H -поляризованной волны.

Как показывает анализ графиков, интегральные характеристики поля (коэффициенты отражения, прохождения и др.) претерпевают резкие скачки (аномалии), на их количество, местоположение в частотном спектре, величину их добротности влияют все параметры решетки и слоев.

Известно, что неоднородные среды можно моделировать многослойными структурами, поэтому рассмотрим случай, когда электрические параметры изменяются от слоя к слою по определенному закону: линейному, экспоненциальному, тригонометрическому (см. рис. 1) и др. Согласно численным исследованиям при том же законе изменения диэлектрической проницаемости слоев, что и для рис. 1, увеличение их толщины вдвое (соответственно уменьшение вдвое их количества) не изменяет интегральные характеристики в области отсутствия аномальных скачков ($\kappa < 0,8$) и несколько смещает аномалии в области $\kappa > 0,8$.

На основании анализа графиков рис. 1 отметим следующее: аномалии для E - и H -поляризованных полей не совпадают, что можно использовать при разработке поляризационных фильтров.

Из графиков (рис. 2) для различных коэффициентов заполнения решетки (отношение ширины щели к периоду d/l) видно, что влияние коэффициента заполнения решетки сказывается в смещении аномалий, причем аномалии, расположенные в коротковолновой области ($\kappa \sim 1,5$), испытывают более сильное смещение. Отметим также изменение характера аномалий, состоящее в том, что для одних значений коэффициента заполнения решетки аномальный скачок начинается с резкого роста, а для других — с резкого уменьшения коэффициента отражения (прохождения). При этом для промежуточных значений коэффициента заполнения решетки добротность аномалий ухудшается, их пики растягиваются, и при определенных значениях d/l аномалии исчезают. Так, на рис. 2 аномальные пики, расположенные в области $\kappa \sim 0,9$, при увеличении коэффициента заполнения решетки от $d/l=0,1$ до $d/l=0,5$ растягиваются, что свидетельствует об ухудшении их добротности, и при $d/l=0,9$ исчезают. В области $\kappa \sim 1,5$ (см. рис. 2) можно предположить как минимум два значения d/l , при которых аномалии отсутствуют, одно из них лежит при $0,1 < d/l < 0,3$, а другое — при $0,5 < d/l < 0,9$. Полученные результаты целесообразно учитывать при проектировании частотных и поляризационных фильтров, работающих в режиме аномалий на решетках с диэлектрическими слоями. Правильный выбор d/l обеспечит лучшую добротность фильтра.

Проведенные нами теоретические исследования могут быть использованы при разработке базовых элементов устройств СВЧ, а также при исследовании неоднородных сред способом моделирования их многослойными структурами.

Список литературы: 1. Адонина А. И. Произвольное падение электромагнитной волны на решетку, расположенную на слое магнитоэлектрика. Х., 1974. 17 с. Деп. в ВИНТИ от 22.08.74 № 2334. 2. Дифракция электромагнитных волн на решетке, расположенной на границе двух диэлектрических слоев/ А. И. Адонина, А. М. Андрусенко, В. М. Комолов, Ю. Т. Репа//Радиотехника. 1972. Вып. 20. С. 172—178. 3. Адонина А. И. Векторная задача о дифракции электромагнитных волн на решетке в многослойном магнитоэлектрике. Х.,

1985, 35 с. Деп. в УкрНИИНТИ от 07.06.85 № 1861 Ук-85. 4. Адонина А. И. Связанные поперечными целями волноводы, заполненные слоями магнитодиэлектриков//Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1988. 31, № 10. С. 1229—1235. 5. Агранович З. С., Марченко В. А., Шестопапов В. П. Дифракция электромагнитных волн на плоских металлических решетках//Журн. техн. физики. 1962. 32, № 4. С. 381.394.

Поступила в редколлегию 12.10.90

SUMMARY

We have used the Riemann-Hilbert problem to obtain an analytical solution for the boundary-value problem formulated. We have numerically investigated the influence of the parameters of the lattice and layers on anomalies in the integral characteristics of the field.

УДК 621.385.6

Е. Н. ОДАРЕНКО

ДВУХМОДОВОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ГДИ С ЛОКАЛЬНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Повышение тока нучка в генераторах типа оротрон — ГДИ приводит к сгущению спектра колебаний [1] и, как следствие, к конкуренции соседних мод открытого резонатора, имеющих близкие частоты. Изменяя условия возбуждения в резонаторе различных типов колебаний, можно управлять параметрами спектра выходного сигнала. В работе [2] описан генератор дифракционного излучения с магнитной вставкой, создающей неоднородность фокусирующего поля. Пусковые характеристики такого генератора существенно зависят от расположения вставки по отношению к пятну поля рабочей моды на нижнем зеркале открытого резонатора. Таким образом, можно предположить, что условия самовозбуждения конкретного типа колебаний при фиксированном положении магнитной неоднородности в значительной мере определяются его амплитудным распределением в пространстве взаимодействия.

В данной работе рассматривается влияние локальной неоднородности фокусирующего магнитного поля на условия одновременного возбуждения двух мод с различной пространственной структурой поля. Огибающие полей этих колебаний вдоль пространства взаимодействия описываются функциями Гаусса-Эрмита:

$$f_i(\xi) = A_i H_i \left(\frac{\xi - 0,5}{w} \sqrt{2} \right) \exp \left[- \left(\frac{\xi - 0,5}{w} \right)^2 \right]; \quad (1)$$

$$i = 0, 1; A_0 = 1/\sqrt{w\pi/2}; A_1 = A_0/\sqrt{2}.$$

Здесь $\xi = y/L$ — нормированная на длину пространства взаимодействия продольная координата, w — нормированный радиус пятна поля на нижнем зеркале резонатора, H_i — полиномы Эрмита i -го порядка.

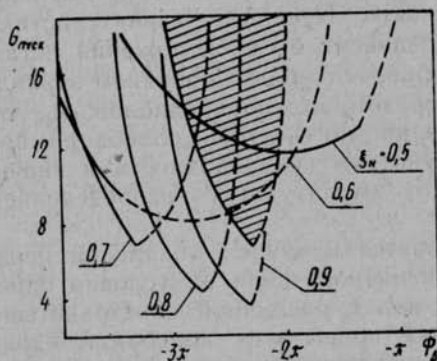
Зависимость компонент статического магнитного поля в области электронно-волнового взаимодействия можно представить следующим образом:

$$B_y = B_0 \left\{ 1 + h \exp \left[- \left(\frac{\xi - \xi_H}{w_1} \right)^2 \right] \right\}; \quad (2, a)$$

$$B_z = 2B_0 h (\xi - \xi_H) \exp \left[- \left(\frac{\xi - \xi_H}{w_1} \right)^2 \right] / w_1^2, \quad (2, б)$$

где B_0 — невозмущенное значение индукции фокусирующего поля; h — параметр, характеризующий величину отклонения значения B_y от B_0 ; w_1 — нормированный на L размер области магнитной неоднородности; ξ_H — координата центра этой неоднородности. Отметим, что выражения (2) не удовлетворяют условию соленоидальности магнитного поля (считается $B_x = 0$). Однако это противоречие не вносит существенной погрешности в конечные результаты, поскольку зависимость B_y и B_z от поперечной координаты z можно пренебречь в области движения электронов.

Для расчетов использовались соотношения, полученные в [3] на основе двумерной линейной теории. Значения, независимых параметров следующие: $w = 0,25$; $w_1 = 0, 2$; $h = -0,3$. Постоянное магнитное поле B_0 полагалось достаточно большим, чтобы можно было пренебречь динамическими смещениями траекторий электронов. Величина h выбрана таким образом, чтобы электронный пучок почти полностью оседал на замсистему в пределах магнитной неоднородности.



Зоны двухмодового возбуждения при различных значениях координаты центра магнитной неоднородности.

На рисунке представлены зависимости параметра $G_{\text{пучек}}$ [4], пропорционального пусковому току, от параметра пространственного рассинхронизма между пучком и медленной волной замсистемы $\Phi_b = 100 (1 - v_0/v)$, где v_0 — начальная скорость электронов, v — фазовая скорость медленной волны. Заштрихованная область

соответствует двухмодовому возбуждению при однородном фокусирующем поле ($h=0$), сплошные линии — моде с $i=0$, штриховые — моде с $i=1$. Справа от точки пересечения сплошной и штриховой кривых пусковой ток нижешей моды меньше, чем

у моды с $i=1$, слева — наоборот, высшая мода имеет более низкий пусковой ток. Зависимости построены только для $\xi_n \geq 0,5$, так как при $\xi_n \geq 0,5$ для получения двухмодового возбуждения требуются чрезмерно большие рабочие токи.

Как видно из графиков, изменение значения ξ_n существенно влияет на ширину области двухмодового возбуждения (по параметру Φ_b) и на минимальное значение параметра G , при котором такое возбуждение возможно. Наибольшая ширина области двухмодового возбуждения соответствует случаю, когда центр магнитной неоднородности расположен в окрестности середины пространства взаимодействия, т. е. в пределах пятна поля низшей моды. Заметим, что при $\xi_n = 0,5$ пусковой ток колебания с $i=1$ ниже, чем у основной моды почти во всей области их совместного возбуждения. Это объясняется тем, что при данном значении ξ_n происходит полное оседание электронного пучка в максимуме поля низшей моды, что приводит к значительному сокращению эффективной длины пространства взаимодействия. Для высшей моды это сокращение не такое значительное, поскольку токооседание отмечается в области, где амплитуда ее поля практически равна нулю (1). Увеличение ξ_n сопровождается сначала смещением зоны двухмодового возбуждения в сторону больших по модулю значений Φ_b , а затем — в сторону меньших. Таким образом, соответствующим выбором значений Φ_b и ξ_n можно добиваться различных соотношений между инкрементами нарастания конкурирующих типов колебаний открытого резонатора.

Проведенные исследования показали, что введением локальной магнитной неоднородности можно изменять условия двухмодового возбуждения резонансного генератора и осуществлять необходимую селекцию типов колебаний.

Список литературы: 1. Воробьев Г. С., Цвык А. И. Экспериментальное исследование гистерезисных явлений в ГДИ//Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1982. № 9. С. 1060—1066. 2. Балаклицкий И. М., Воробьев Г. С., Цвык А. И., Шестопалов В. П. Увеличение эффективности работы генераторов дифракционного излучения с магнитной фокусировкой//Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника 1977. № 10. С. 93—96. 3. Оддренко Е. Н., Шматько А. А. Теория электронных СВЧ приборов 0-типа с различным распределением магнитостатического поля. Ч. II. Пусковые характеристики генератора при наклонном фокусирующем магнитном поле. Х., 1989. 26 с. Деп. в ВИНТИ 17.01.90. № 314-B90. 4. Ваврин Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. Теория резонансных генераторов с длительным взаимодействием. Х., 1978. 60 с. Препринт АН УССР. Физ.-техн. ин-т низких температур.

Поступила в редколлегию 04.10.90

SUMMARY

The effect of the localized magnetic nonuniformity situation on the two-mode excitation conditions is investigated. The rf field amplitude distributions of the modes are represented by the Gauss-Hermite functions.

Н. Н. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук, А. Ф. ЛЯХОВСКИЙ,
канд. физ.-мат. наук, С. Ю. РОЗЫСКНОВ

УВЕЛИЧЕНИЕ РАЗВЯЗКИ МЕЖДУ КАНАЛАМИ В ВОЛНОВОДНЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ РАЗДЕЛИТЕЛЯХ

В научном приборостроении, космическом телевидении и радиосвязи, других областях науки и техники широко используется прием, передача и обработка сигналов СВЧ на двух ортогональных линейных поляризациях. При этом связь между ортогонально поляризованными каналами определяет уровень, перекрестных помех в телевидении и радиовещании и достижимую точность определяемых параметров и характеристик в научном приборостроении. Таким образом, увеличение развязки между каналами является важной задачей, причем при ее решении обычно необходимо обеспечить весьма малые габариты устройства.

Проведенные нами экспериментальные исследования показали, что лучшая развязка в линейно-поляризованном базисе обеспечивается при использовании в качестве магистрального волновода квадратной формы поперечного сечения (а не круглого, как это часто используется на практике [1]). Очевидно, что увеличить развязку между каналами в подобных устройствах можно за счет разнесения вдоль оси магистрального волновода ортогональных прямоугольных волноводов на некоторое расстояние друг от друга. Теоретическим исследованиям этого эффекта посвящена настоящая статья.

Исследуемый поляризационный разделитель представим для некоторого упрощения математического анализа в виде системы трех ортогональных полубесконечных волноводов: магистрального квадратного (или прямоугольного с размерами стенок $a_0 \times b_0$) и двух прямоугольных (размеры стенок $a \times b$), как показано на рис. 1. Для общности a_0 считаем не равной b_0 , хотя волновод и называется квадратным. Тем самым описывается вариант с прямоугольным сверхразмерным многомодовым магистральным волноводом. Обозначим волноводы соответственно 1, 2, 3 и назовем соответствующие объемы v_1, v_2, v_3 . Отверстия связи прямоугольных и квадратного волноводов — прямоугольные щели (d_i — ширина отверстия, l_i — его длина, $i=1, 2$), прорезанные в торцах прямоугольных волноводов с бесконечно тонкими и идеально проводящими стенками.

Задача решается в предположении, что все объемы заполнены однородной, изотропной средой, для которой $\epsilon_r = \mu_r = 1$, где ϵ_r, μ_r — относительные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей.

Пусть возбуждение осуществляется волной основного типа H_{10} из волновода 1. Необходимо найти коэффициенты матрицы рассеяния такого разделителя и исследовать их в диапазоне длин волн в зависимости от геометрических размеров и взаимного расположения щелей и волноводов с целью определения оптимальных характеристик разделителя.

Для нахождения полей, возбуждаемых отверстиями в волноводах, воспользуемся непрерывностью касательной составляющей

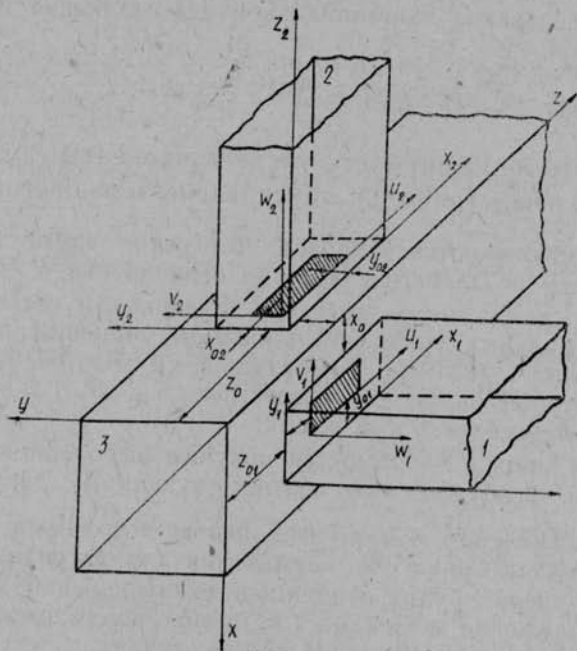


Рис. 1 Поляризационный разделитель. Выделенные объемы и системы координат, связанные с ними

поля H на отверстиях [2]. Для приближенного решения полученных интегральных уравнений используем прямой проекционный метод Галеркина согласно методике работы [3].

По Галеркину распределение электрического поля на щели $e_{\text{отв}}$ запишем в виде:

$$\vec{e}_{\text{отв}} = \sum_{n=1}^M V_n \vec{e}_n, \quad (1)$$

где $\vec{e}_n$ — полная последовательность базисных векторных функций, а V_n — независимые от координат постоянные множители, подлежащие определению. В качестве $\vec{e}_n$ выберем полную последовательность собственных функций векторного уравнения Гельм-

гольца для прямоугольного отверстия. Построим эти векторные функции с помощью таких скалярных:

$$e_{pq}^u = \sin\left(\frac{p\pi v}{d}\right) \cos\left(\frac{q\pi u}{L}\right); \quad (2)$$

$$e_{st}^v = \sin\left(\frac{s\pi u}{L}\right) \cos\left(\frac{t\pi v}{d}\right). \quad (3)$$

Тогда распределение тангенциальной составляющей полей на отверстиях s_1 и s_2

$$\vec{e}_i = \sum_{s,t}^{MS,MT} B_{st}^i e_{st}^v \vec{v}_i^0 + \sum_{p,q}^{MP,MQ} A_{pq}^i e_{pq}^u \vec{u}_i^0. \quad (4)$$

Отметим, что необходимость учета компоненты $\vec{e}_{отв}$, направленной вдоль отверстия (e_{pq}^u), обусловлена тем обстоятельством,

что рассматриваются широкие отверстия связи ($0 < L \leq a$, $0 < d \leq b$), причем не делаются обычные ограничения $L > d$ и $a > b$.

Используя стандартную методику Галеркина, перейдем от системы интегральных уравнений к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) порядка $N=2(MS \cdot MT + MP \cdot MQ)$, решениями которой являются неизвестные A_{pq} , B_{st} , а коэффициентами — проводимости Y и м. д. с. F .

Для определения проводимостей получим выражения для магнитных полей, возбуждаемых соответствующими гармониками функций распределения $e_{отв}$. С этой целью используем аппарат тензорных функций Грина [4]. Выражения для магнитных полей за пределами щелей будут отличными от выражений для полей в месте расположения щелей ($z_0 \leq z \leq z_0 + L$) ввиду того, что различно местоположение источников в этих случаях.

Решение задачи возбуждения позволяет определить как внутренние собственные проводимости щелей в широкой и узкой стенках прямоугольного полубесконечного волновода и торце прямоугольного волновода, так и взаимные проводимости двух щелей на ортогональных соседних стенках квадратного волновода. Выражения для взаимных проводимостей разнесенных щелей имеют вид

$$\begin{aligned} Y_{st\sigma\tau}^{321} &= \sum_{m,n} \tilde{z}_2 (-1)^{\tau} (\gamma^2 - k^2) x_m x_n \gamma H(x_n, z_t, y_0) \times \\ &\quad \times H(x_m, z_\tau, x_0) F(\gamma, z_s, z_{02}) G(\gamma, z_\sigma, z_{01}); \\ Y_{pq\tau\tau}^{321} &= \sum_{m,n} \tilde{z}_2 (-1)^{\tau} \gamma^2 x_m x_n x_p H(x_n, z_p, y_0) H(x_m, z_\tau, x_0) \times \\ &\quad \times F(\gamma, z_q, z_{02}) G(\gamma, z_\sigma, z_{01}); \end{aligned} \quad (5)$$

$$Y_{st\sigma\tau}^{312} = \sum_{m,n} \tilde{z}_2 (-1)^t (k^2 - \gamma^2) x_m x_n x_\sigma H(x_m, x_t, x_0) H(x_m, x_\tau, y_0) \times \\ \times F(\gamma, x_\sigma, z_{02}) G(\gamma, x_s, z_{01});$$

$$Y_{pq\sigma\tau}^{312} = \sum_{m,n} \tilde{z}_2 (-1)^p x_m x_n \gamma x_\sigma x_p H(x_m, x_p, x_0) H(x_n, x_\tau, y_0) \times \\ \times F(\gamma, x_\sigma, z_{02}) G(\gamma, x_q, z_{01});$$

где

$$\tilde{z}_2 = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\omega \mu a_0 b_0 \gamma}; \quad \varepsilon_m = 2 - \delta_{0m}, \quad \delta_{0m} = \begin{cases} 1 & \text{при } m = 0, \\ 0 & \text{при } m \neq 0; \end{cases}$$

$$F(\gamma, x_r, \varphi) = \frac{\sin \gamma \varphi - (-1)^r \sin \gamma (\varphi + L)}{x_r^2 - \gamma^2};$$

$$H(\gamma, x_r, \varphi) = \frac{\sin \gamma \varphi - (-1)^r \sin \gamma (\varphi + d)}{x_r^2 - \gamma^2};$$

$$G(\gamma, x_s, z_0) = \frac{i x_s}{x_s^2 - \gamma^2} [e^{-i \gamma z_0} - (-1)^s e^{-i \gamma (z_0 + L)}];$$

$$\gamma^2 = k^2 - x_m^2 - x_n^2; \quad x_m = \frac{m\pi}{a}; \quad x_n = \frac{n\pi}{b}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

$$x_t = \frac{t\pi}{d}; \quad x_\tau = \frac{\tau\pi}{d}; \quad x_s = \frac{s\pi}{L}; \quad x_\sigma = \frac{\sigma\pi}{L};$$

$$x_p = \frac{p\pi}{d}; \quad x_q = \frac{q\pi}{d}; \quad x_q = \frac{q\pi}{L}; \quad x_\mu = \frac{\mu\pi}{L};$$

$m, n, s, t, p, q, \nu, \mu, \sigma, \tau$ — целые числа.

В результате анализа и численных расчетов коэффициентов матрицы рассеяния поляризационного разделителя с разномом ортогональных прямоугольных волноводов вдоль оси квадратного сделаны следующие выводы.

Обозначим каналы разделителя: 1 — с вектором напряженности поля E , параллельным оси oy_1 в 1-м волноводе, 2 — так же для оси oy_2 во 2-м, 3 — так же для оси oy в 3-м, 4 — так же для оси ox в 3-м волноводе. Определим матрицу рассеяния устройства $\hat{S}$, где s_{ii} — коэффициенты отражения при возбуждении из i -го канала, s_{ik} — коэффициенты прохождения в k -й канал при возбуждении из i -го канала.

Анализируя выражения для СЛАУ и взаимных проводимостей Y^{312} и Y^{321} , отметим, что поляризационный разделитель не обла-

дает свойством эквивалентности относительно входов 1, 2, поскольку взаимные проводимости, симметричные относительно главной диагонали, не равны.

Существует такое расстояние $z_{01} \gg z_{02}$, начиная с которого взаимные проводимости двух щелей в ортогональных стенках квадратного волновода становятся пренебрежимо малыми по сравнению с другими проводимостями. Это дает возможность в данном случае считать устройство полностью развязанным относительно входов 1 и 2 (развязка равна минус бесконечности), а процесс расчета его матрицы рассеяния существенно упрощается, так как матрица распадается на две независимые подсистемы, и решение для входов 1 и 2 находится независимо.

В выражениях для взаимных проводимостей Y^{312} и Y^{321} присутствуют множители вида $e^{-i\gamma z_0} - (-1)^s e^{-i\gamma(z_0+L)}$. Видно, что

для основного типа волны — это комплексное число, не равное нулю. Для высших типов волн оно будет достаточно малым по модулю, тем меньшим, чем больше γ . Это физически объясняется тем, что взаимодействие осуществляется по высшим типам волн. Для взаимных проводимостей поляризационного разделителя без разнеса каналов такого множителя нет. Значит, недиагональные элементы матрицы (соответствующие взаимным проводимостям) в первом случае будут меньше, чем во втором. В первом приближении в этих проводимостях останутся только члены, описывающие взаимодействие только по основному типу волны.

В процессе решения СЛАУ искомые коэффициенты B_{st}^{II} , A_{pq}^{II} гораздо меньше, чем аналогичные коэффициенты для разделителя без разнеса каналов. Коэффициенты B_{st}^{II} , A_{pq}^{II} используются для вычисления развязки ортогональных каналов. Значит, уже небольшое расстояние ($z_{01} > z_{02} + L$) позволит существенно улучшить развязку. На рис. 2 приведены значения коэффициентов отражения s_{11} , прохождения s_{14} и развязки s_{12} . Здесь размеры волново-

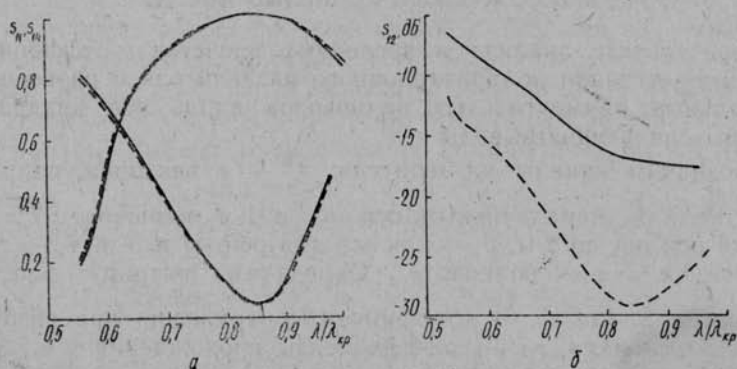


Рис. 2. Теоретические зависимости коэффициентов матрицы рассеяния в диапазоне длин волн: — — без разнеса каналов $l_0=0$, — — — — каналы разнесены на $l_0=30$ мм

дов: $a_0 = b_0 = a = 23$ мм, $b = 10$ мм. Видно, что разнесение каналов улучшает их развязку в диапазоне длин волн $\lambda/\lambda_{кр} = 0,5 \dots 0,99$ не менее, чем на 12 дБ. Коэффициент отражения при этом меняется мало и кривые для двух случаев совпадают с графической точностью.

Согласно численного анализа коэффициентов матрицы $\hat{S}$ в зависимости от геометрических размеров щели и взаимного расположения щелей и волноводов оптимальным для возможно более широкополосного согласования является положение короткозамыкающего поршня у края щели и размеры области связи на все поперечное сечение прямоугольного волновода.

Последний важный вывод расчетов: при симметричном расположении щели относительно осей прямоугольного и квадратного волноводов возбуждение нежелательных типов волн H_{01} и H_{11} не наблюдается, что гарантирует приемлемую форму диаграммы направленности облучателя с таким поляризационным разделителем.

Список литературы: 1. Модель А. М. Фильтры КВЧ в радиорелейных системах. М., 1967. 352 с. 2. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенно-фидерные устройства. М., 1959. Ч. 2. 551 с. 3. Ляховский А. Ф., Пенкин Ю. М., Яцук Л. П. Исследование электромагнитной связи двух прямоугольных волноводов через широкое отверстие с координатными границами//Радиотехника. 1986. Вып. 77. С. 15—21. 4. Панченко Б. А., Марков Т. Г. Тензорные функции Грина прямоугольных волноводов и резонаторов//Радиотехника. 1964. 8, № 1. С. 120—125.

Поступила в редколлегию 14.11.90.

SUMMARY

The research deals with investigation of polarization waveguide's coupler, which consists of short-circuiting on side square waveguide and two orthogonal rectangular guides, which coupling with sides of square one through a slots.

It's a Galerkin' method, which was used for solving the problem of excitation of three volumes and determination of scattering matrix. Coupler's parameters are numerically investigated depending on short-circuiting and rectangular guides position and different coupling slots' dimensions.

УДК 621.396.67.012.12

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

МИКРОПОЛОСКОВАЯ АНТЕННА С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СКАНИРОВАНИЕМ ЛУЧА

В пеленгационных антеннах широко используется метод конического сканирования диаграммы направленности (ДН), обеспечивающий достаточно высокую точность определения угловых координат. Предложена плоская спиральная антенна, позволяющая реализовать коническое сканирование электрически, т. е. с очень

высоким быстродействием, при круговой поляризации излучения [1]. Сканирование ДН обеспечивается перестройкой фазовращателя, включенного в один из двух каналов двухмодовой плоской спирали. Очевидно, что такой же эффект конического сканирования ДН может быть получен и с помощью двух расположенных концентрически кольцевых антенн, выполненных в микрополосковом варианте. Как известно из теории и из экспериментальных данных [2], внутреннее кольцо с периметром, равным длине рабочей волны, возбужденное бегущей волной тока, формирует осесимметричную ДН с максимумом, ориентированным в направлении нормали к плоскости кольца и обеспечивает излучение с круговой поляризацией. Внешнее кольцо с периметром, равным двум длинам рабочей волны, возбужденное также бегущей волной тока, формирует воронкообразную ДН с круговой поляризацией поля. Фазовые диаграммы полей излучения этих колец не зависят от угла θ , а зависимость от угла φ имеет вид $\Phi_n(\varphi) = n\varphi$, где n — число длин волн, укладываемых по периметру кольца. Суммарная ДН от обеих кольцевых излучателей имеет максимум, отклоненный от оси антенны на некоторый угол θ_m , а ориентация этого максимума по углу φ определяется разностью фаз запитывающих токов I_1 и I_2 , управляемых с помощью регулируемого фазовращателя, включенного в цепь питания одного из двух кольцевых излучателей. Расчет характеристик излучения двухкольцевой антенны проводился численным способом на ЭВМ по формулам, полученным методом вектора излучения совместно с методом зеркального изображения [3]. Составляющие $\dot{E}_\theta$ и $\dot{E}_\varphi$ поля излучения одного кольца, расположенного над бесконечным экраном, записанным в сферической системе координат, имеют вид:

$$\dot{E}_\theta = \frac{60 k R I_0}{r \exp(jkr)} \cos \theta \int_0^{2\pi} \exp(-jkR((\psi + \xi)V_\varepsilon - \cos(\xi - \varphi) \sin \theta)) \times \\ \times \sin(\xi - \varphi) d\xi; \quad (1)$$

$$\dot{E}_\varphi = \frac{60 k R I_0}{r \exp(jkr)} \int_0^{2\pi} \exp(-jkR((\psi + \xi)V_\varepsilon - \cos(\xi - \varphi) \sin \theta)) \times \\ \times \cos(\xi - \varphi) d\xi, \quad (2)$$

где I — амплитуда тока в кольцевом излучателе, — начальная фаза запитывающего тока, ε — эффективная диэлектрическая проницаемость подложки, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, R — средний радиус кольца, $\theta = \sin(kh \cos \theta)$, h — высота подвеса кольца над экраном, ξ — текущая координата на кольце.

Поле излучения, создаваемое антенной, состоящей из двух колец, определяли как сумму комплексных полей, создаваемых

каждым кольцом в отдельности. На рис. 1 представлены расчетные ДН двухкольцевой антенны, вычисленные для плоскостей наблюдения $\varphi = 0, 30, 60$ и 90° . Результаты представлены для варианта антенны с $\varepsilon = 1$ при равенстве амплитуд запитывающих токов I_1 и I_2 ($\alpha = \frac{I_1}{I_2} = 1$). Изменением соотношения амплитуд запитывающих токов можно управлять путем применения уровня

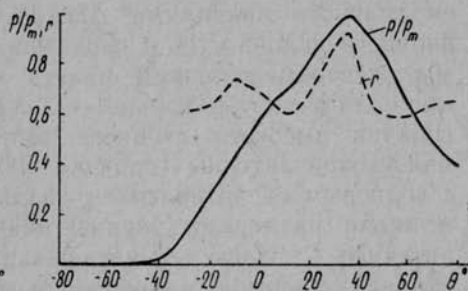
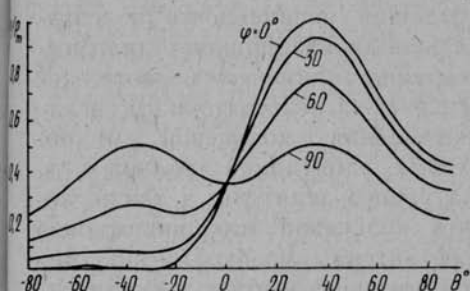


Рис. 1. Расчетная ДН двухкольцевой антенны в сечениях по φ

Рис. 2. Экспериментальная ДН двухкольцевой антенны в главном сечении

пересечения ДН с нормалью к антенне, уровнем бокового лепестка ДН в главной плоскости наблюдения ($\varphi = 0^\circ$), а также формой ДН в ортогональной плоскости ($\varphi = 90^\circ$). При увеличении α до значения, равного 1,5, пересечение ДН с нормалью к антенне происходит на уровне $0,5 P_{\max}$. При этом боковой лепесток в главной плоскости уменьшается до нуля, а максимумы ДН в ортогональном сечении уменьшаются до $0,53 P_{\max}$. Изменение высоты подвеса антенны над экраном в пределах от нуля до четверти рабочей длины волны при одновременном изменении α таким образом, чтобы пересечение ДН с нормалью к антенне оставалось на уровне $0,5 P_{\max}$, слабо влияет на основные характеристики антенны. Существенно большее влияние оказывает изменение диэлектрической проницаемости антенны на ее характеристики, в частности, на крутизну пеленгационной характеристики и ширину главного лепестка ДН.

Экспериментально исследовался макет двухкольцевой микрополосковой антенны, выполненный на подложке из фольгированного фторопласта — 4, толщиной 2 мм и рассчитанный на работу в дециметровом диапазоне волн. Средний радиус внутреннего и внешнего кольцевых излучателей соответственно равны 14 и 28 мм. Для уменьшения входного сопротивления кольцевых излучателей ширина колец выбиралась максимально возможной из условия допустимой взаимной электромагнитной связи между микрополосковыми линиями колец и равнялась 6 мм. Кольца возбуждались волной бегущего тока основного типа колебаний E_{110} с помощью квадратурного делителя мощности с разнесением точек запитки на кольцо на расстояние $\lambda/4$.

Из приведенных экспериментальной ДН по мощности (рис. 2, сплошная кривая) и зависимости коэффициента эллиптичности излучения антенны от направления (пунктирная кривая) двухкольцевой микрополосковой антенны в главной плоскости наблюдения видно, что эксперимент подтверждает возможности получения пеленгационной ДН, и что поляризационная характеристика антенны имеет изрезанный вид. Причем максимальное значение коэффициента эллиптичности, равное 0,93, совпадает с направлением главного максимума ДН. Небольшая нелинейность пеленгационного склона ДН и изрезанность поляризационной диаграммы экспериментального макета вызваны влиянием переотражения волн в системе кольцо — делитель из-за недостаточного согласования высокого входного сопротивления кольцевой микрополосковой антенны (порядка 500 Ом), запитанной волной E_{110} , с волновым сопротивлением квадратурного делителя, а также конечными размерами экрана макета кольцевой микрополосковой антенны. С целью миниатюризации антенны необходимо размер экрана кольцевой микрополосковой антенны выбрать минимально возможным. При этом, согласно [4], мы входим в область значений D/λ (здесь D — диаметр экрана), где размеры экрана оказывают сильное влияние на характеристики излучения кольцевых антенн бегущей волны. При этом общий экран для внутреннего и внешнего кольца по-разному влияет на поля излучения этих колец, а также на E_θ и E_φ составляющие поля одного и того же кольца. Эти эффекты обусловлены отличием граничных условий электродинамики для ортогональных линейно поляризованных компонент поля. Поэтому необходимо выбрать такой размер экрана, чтобы он одновременно обеспечивал формирование оптимальных ДН для первого и второго кольцевого излучателя. Экспериментальные исследования показали, что для кольца с периметром, равным длине волны, оптимальным размером экрана, обеспечивающим равенство ширины ДН в E и H -плоскостях, величина D/λ должна быть порядка 0,8. Это условие необходимо для получения круговой поляризации в широком секторе углов. При увеличении отношения D/λ ширина главного лепестка ДН в H -плоскости уменьшается, а в E -плоскости увеличивается, а при $D/\lambda \geq 1,4$ в E -плоскости наблюдается относительное уменьшение амплитуды поля в направлении нормали к антенне. Для кольца с периметром, равным двум длинам волн, ДН в H -плоскости более стабильна и в меньшей степени зависит от размеров экрана, чем в E -плоскости. При этом форма главного лепестка ДН в обеих плоскостях наблюдения меньше зависит от длины волны при $D/\lambda \geq 1,1$.

Таким образом, для получения в двухкольцевой микрополосковой антенне максимального коэффициента эллиптичности и наибольшей линейности пеленгационного склона ДН минимальный диаметр экрана необходимо выбирать около 1,1 λ .

Рассмотренная кольцевая микрополосковая антенна работает в полосе частот до 7 %. При этом $K_{ст\ u}$ не превышает значения 1, 2, а коэффициент эллиптичности в главном максимуме ДН в этой полосе частоте не хуже 0,7.

Список литературы: 1. Горобец Н. Н., Лытов Ю. В. Плоские спиральные антенны с управляемой формой диаграммы направленности//Техника средств связи. Сер. ТРС. 1982. Вып. 3. С. 59—65. 2. Прудкий В. П., Чиркин Н. В. Кольцевая антенна на основе резонатора бегущей волны//Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1975. 19, № 2. С. 116—117. 3. Дабкин А. Л., Зузенко В. А. Антенно-фидерные устройства. М., 1961. 816 с. 4. Конторович М. И., Новиков Ю. Н. О влиянии экрана на работу кольцевых антенн бегущей волны//Радиотехника и электроника. 1983. № 9. С. 1708—1713.

Поступила в редколлегию 29.08.90

SUMMARY

Double-ring microstrip-travelling wave antenna with circular polarization and circular electric beam scanning, fed by E_{110} wave using a quadrature divider has been numerically computed and experimentally investigated.

The amplitude ratio of feeding currents provides for required antenna pattern and the phase ratio of these currents provides for beam scanning.

This antenna has been experimentally shown to be able to work within bandwidth of up to 7 %.

УДК 621.317.355.73

Т. А. ЖИЛЯКОВА, О. Т. НИКОЛОВ, канд. физ.-мат. наук,
Е. Д. РОЗАНОВА, канд. биол. наук, В. Я. МАЛЕЕВ, д-р физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРАТАЦИИ ФОСФОЛИПИДОВ МЕТОДОМ СВЧ-ДИЭЛЕКТРОМЕТРИИ

Вода, являясь существенным элементом всех живых организмов, не инертная субстанция. Она выполняет фундаментальные функции, влияя на формирование белковых и иных структур. Например, взаимодействие воды с липидами, в силу амфифильных свойств последних, ведет к образованию мембран, которые представляют собой важные структурные и функциональные органеллы клетки. Организация воды вблизи мембранной поверхности определяет стабильность и фазовое состояние липидного бислоя, протекание транспортных и энергетических процессов, взаимодействие с ионами и другими веществами [1]. Эти проблемы практически важны, так как связаны с эффективностью лекарств, радио- и криопротекторов.

Для исследования состояния воды в мембранах используются различные экспериментальные методы [1]. Хорошим дополнением к ним может быть СВЧ-диэлектрометрия, успешно применяемая при исследовании гидратации белков [2]. Гидратационные свой-

ства липидов этим методом практически не изучались, за исключением весьма приближенной оценки числа связываемых синтетическим фосфатидилхолином молекул воды [3] и определения энергии активации дипольной релаксации гидратной воды на поверхности мембраны [4]. Мы применили метод СВЧ-диэлектromетрии для исследования гидратации типичных природных структурообразующих липидов — фосфатидилхолина, фосфатидилэтаноламина и сфингомиелина.

Использовались следующие липиды: фосфатидилхолин из соевых бобов (Calbiochem, США), яичный фосфатидилхолин (лецитин) и фосфатидилэтаноламин, сфингомиелин из мозга быка (производства Харьковского завода бакпрепаратов). Образцы готовились путем растворения соответствующей навески липида в бидистиллированной воде или в солевом растворе необходимой концентрации. Суспензия перемешивалась при температуре выше температуры фазового перехода липидов. Для получения суспензии мультисамельных липосом в воде перемешивание велось в течение 8 ч; для получения однослойных везикул после растворения липида в солевом растворе (0,05 М Na-фосфатный буфер с добавлением 5 % холата натрия) образец подвергался диализу в 0,05 М Na-фосфатном буфере, содержащем 2 мМ $MgSO_4$, в течение 24 ч при температуре 8 °С. Чистота липида контролировалась спектрофотометрически, содержание перекисей не превышало 0,4 %. Электропроводность образцов измерялась с помощью моста переменного тока типа Р586 на частоте 10 кГц в термостатируемой ячейке с платиновыми электродами.

Значение гидратации рассчитывалось согласно методике, приведенной в работе [2]. Эта методика предусматривает измерение декремента статической диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_s = \epsilon_s^b - \epsilon_s^p$, где ϵ_s^b и ϵ_s^p — статические диэлектрические проницаемости воды и исследуемого раствора соответственно. Статическая диэлектрическая проницаемость определялась из уравнений Дебая для дипольной релаксации и вычислялась по формуле $\epsilon_s = \epsilon' + \frac{(\epsilon'')^2}{\epsilon' - \epsilon_\infty}$, в которой ϵ' и ϵ'' — действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости соответственно, ϵ_∞ — диэлектрическая проницаемость в ИК-диапазоне.

Измерение ϵ' и ϵ'' проводилось на диэлектromетре 3-см диапазона с использованием резонатора H_{01n} -типа и аксиальным расположением образца [5]. Теория резонаторного метода и расчетные формулы приведены в работе [6].

Исследовались растворы с концентрацией липида 5 % (концентрация соевого фосфатидилхолина была 5,2 %). Образец наливался в тонкий стеклянный капилляр (внутренний диаметр 1,15 мм) и помещался вдоль оси резонатора в пучности магнитного поля СВЧ. Диэлектрические параметры определялись путем измерения сдвига резонансной частоты и затухания СВЧ-мощности (или изменения добротности резонатора) при помещении об-

разца в резонатор. Погрешность определения ϵ' и ϵ'' не более 1 %.

В таблице представлены результаты расчета степени гидратации исследованных липидов при комнатной температуре. Гидратация выражена в граммах воды на грамм липида (г/г) и в количестве молекул воды на молекулу липида (h). Погрешность вычисления гидратации составила 6 % для фосфатидилхолинов, 21 % — для сфингомиелина и 67 % — для фосфатидилэтаноламина. При расчете гидратации ϵ_{∞} липида принималась равной 2, ϵ_{∞} воды — 5,5 [4], плотность связанной воды 1 г/см³; данные по удельному объему и молекулярному весу липидов взяты из работы [1], по статической диэлектрической проницаемости воды — из [7].

Липид	Тип формируемых агрегатов	$\Delta\epsilon_s$	Гидратация		Данные литературы, h
			г/г	h	
Фосфатидилхолин соевый, 19 °С	мультиламеллярные липосомы	8,9 $\pm 0,2$	0,48 $\pm 0,03$	20	
Яичный лецитин, 22 °С	однослойные везикулы	8,9 $\pm 0,2$	0,57 $\pm 0,03$	24	12(20,5) [8] 12(23) [9]
Сфингомиелин мозга быка, 24 °С	однослойные везикулы	6,3 $\pm 0,2$	0,11 $\pm 0,03$	5	
	липосомы или мицеллы	6,4 $\pm 0,2$	0,14 $\pm 0,03$	6	
Яичный фосфатидилэтаноламин, 24 °С	липосомы и везикулы	5,8 $\pm 0,2$	0,05 $\pm 0,03$	2	2(9) [8] 12(12) [9]

Сравнение вычисленных нами чисел гидратации для яичного и соевого фосфатидилхолинов (ФХ) и яичного фосфатидилэтаноламина (ФЭ) с имеющимися в литературе данными, полученными другими методами, показывает их качественное соответствие. В скобках в таблице указано общее количество молекул воды, приходящееся на молекулу липида в мультиламеллярной фазе, в том числе и так называемая «захваченная» вода, наблюдаемая при анализе изотерм адсорбции и методом ЯМР [8, 9]. По данным ²H-ЯМР [9] «захваченные» между бислоями молекулы воды, хотя и движутся изотропно, однако все же медленно ($< 10^2$ с⁻¹) обмениваются с избыточной свободной водой, существующей в виде отдельной фазы. Усредненное время корреляции, т. е. время перехода между двумя положениями равновесия, для захваченной воды составляет $\leq 3 \cdot 10^{-10}$ с, для воды основной гидратной оболочки — $10^{-7} - 8 \cdot 10^{-10}$ с. Согласно [10] максимальное количество молекул воды, приходящееся на молекулу липида в равновесной мезофазе лецитин-вода, выше температуры фазового перехода и составляет около 29 молекул H₂O/липид. Метод СВЧ-диэлектromетрии ($\lambda = 3,2$ см), по-видимому, дает общее количество молекул воды, подверженное влиянию липида, включая

и захваченную воду, так как вычисленная нами гидратация для ФХ близка к суммарной гидратации этого липида, найденной в работах [8—10]. В некоторых последних исследованиях ставится под сомнение существование отдельных типов связанной воды на поверхности липидного бислоя, постулируемых на основании данных ЯМР. Результаты измерений частоты и энтальпии дипольной релаксации в зависимости от концентрации воды [4] и исследования химического потенциала воды [11] в мультислойных системах свидетельствуют о том, что свойства связанной воды изменяются квазинепрерывно, и что модели состояния воды вблизи мембраны должны предполагать наличие не менее 4—5 дискретных классов связанной воды.

Полученная нами величина гидратации ФЭ качественно и отчасти количественно согласуется с данными [8], где указывается, что мультислой ФЭ связывают до двух молекул воды на молекулу липида и около 7 молекул воды на липид составляет захваченная вода. То, что СВЧ-диэлектрометрия показала нижний предел для гидратации ФЭ, можно объяснить возрастанием погрешности измерений при небольших значениях гидратации и различием в структуре образца. В нашем случае липид формировал бислои не на подложке, а в солевом растворе и не образовывал протяженных мультислоев.

Разная величина гидратации ФХ и ФЭ объясняется особенностями строения полярной группировки этих молекул, которая в ФХ образована холиновой группой — $N(CH_3)_3$, а в ФЭ — аминогруппой — NH_3 . Хотя индивидуально аминогруппа гидратируется сильнее, чем холин [12], в составе липидной молекулы наблюдается обратная картина. Такой эффект объясняется, с одной стороны, тем, что аминогруппа ФЭ участвует в формировании водородных связей между соседними липидными молекулами в бислое [1], в то время как три метильных остатка холина затрудняют подобное взаимодействие между лецитиновыми молекулами. С другой стороны, расчет методом Монте-Карло [12] показал, что электрическое поле отрицательно заряженных фосфатных групп, также входящих в полярные участки этих липидов, доминирует над полем положительно заряженных (амино- и холиновой групп). В результате чего диполи молекул воды, ориентируясь по полю отрицательно заряженных групп, отталкиваются от положительно заряженных. В холине положительный заряд атома азота частично экранируется тремя CH_3 -группами, и поэтому эффект отталкивания выражен слабее.

Согласно нашим результатам, сфингомиелин (СМ) занимает промежуточное положение по величине гидратации между ФХ и ФЭ. Полярная группировка СМ идентична лецитиновой, поэтому гидратационные способности СМ должны быть близки к таковым лецитина. Различие между ними в данном случае объясняется тем, что при температуре 24 °С сфингомиелин из мозга быка находится в состоянии геля, так как фазовый переход типа гележидкий кристалл лежит для него в температурном интервале

30—45 °C [1]. Помимо этого, жирно-кислотный остов сфингомиелина, в отличие от ФХ, построен на основе сфингозина, содержащего атом азота, что создает возможность для образования дополнительных водородных связей между соседними молекулами на уровне ацильных группировок жирных кислот и делает бислой более плотным. Достоверного различия в гидратации СМ при температуре ниже температуры фазового перехода этого липида в растворах с разными типами формируемых им агрегатов мы не обнаружили.

Таким образом, исследование водно-липидных систем методом СВЧ-диэлектрметрии дает важную информацию о степени гидратации молекул липидов и предоставляет возможность изучать зависимость этой величины от химического строения, фазового состояния, степени липид-липидного взаимодействия и других факторов, влияющих на структуру и функции мембран модельных и биологических систем.

- Список литературы:** 1. Ивков В. Г., Берестовский Г. Н. Динамическая структура липидного бислоя. М., 1981. 296 с. 2. Кашин В. А., Малеев В. Я., Шеголева Т. Ю. Исследование гидратации сывороточного альбумина при конформационном N — F-переходе методом СВЧ-спектроскопии//Докл. АН СССР. 1974. 215, № 1. С. 218—220. 3. Kaatz U., Lautchan K., Pottel R. On the changes in the microwave dielectric spectrum of aqueous phospholipids bilayer solutions at the ordered-fluid phase transition. Journal of Molecular Liquids. 1984. 28, N. 4. P. 249—270. 4. Enders A., Nimtz G. Dielectric relaxation study of dynamic properties of hydrated phospholipid bilayers//Ber. Bunsenges. Phys. Chem. 1984. 84, N. 6. P. 512—517. 5. Николов О. Т., Матыс Ю. В., Гаташ С. В., Голубничая Г. В. Диэлектрометр 3-см диапазона//Вестн. Харьк. ун-та 1983. № 248. С. 85—86. 6. Казанский В. Б., Степин Л. Д., Ткач В. К. Применение нового варианта резонаторного метода измерения диэлектрических констант для изучения высокомолекулярных соединений//Биофизика. 1963. 8, № 1. С. 112—116. 7. Шапаронов М. И., Ахадов Я. Ю. Диэлектрические свойства и молекулярное строение растворов вода-ацетон//Журн. структ. химии. 1965. 1, № 6. С. 21—26. 8. Lendrasiak G. L., Hasty J. N. The HYDRation of phospholipids//Biochim. et biophys. acta. 1974. 337. P. 79—91. 9. Fiher E. G., Darke A. Phospholipid hydration studies by deuterium magnetic resonance spectroscopy//Chem. and Phys. Lipids. 1974. 12, N 1. P. 1—6. 10. Small D. M. Phase equilibria and structure of dry and hydrated egg. Lecithin//J. Lipid Res. 1967. 8, N 6. P. 551—557. 11. Lis C. J., Alister M. Mc., Fuller N. Interaction between neutral phospholipid bilayer membranes//Biophys. J. 1982. 37, P. 657—661. 12. Хуторский В. Е. Структура границы раздела фосфолипидная мембрана-вода//Биологич. мембраны. 1985. 2, № 1. С. 104—113.

Поступила в редколлегию 20.11.90

SUMMARY

The hydration of some nature phospholipids were determined by microwave spectroscopy at 9.2 GHz in the limit of high water content.

И. Н. КОМАРЬ, О. Т. НИКОЛОВ

ИЗУЧЕНИЕ ДИФфуЗИИ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ
В КРИСТАЛЛАХ АМИНОКИСЛОТ МЕТОДОМ ЭПР

В исследованиях, посвященных изучению диффузионных процессов в органических кристаллах (ОК) разной сложности традиционными методами [1—3], отстаивается концепция диффузии по молекулярным вакансиям. Однако согласно полученным в них параметрам диффузии она эффективна только вблизи температур фазовых переходов (T_f). Вместе с тем отжиг радиационных дефектов (РД) в ОК идет достаточно далеко от T_f , начинаясь уже при 0,5 и даже 0,3 $\cdot T_f$ [4—5]. Это указывает на отличие механизмов диффузии РД в ОК от молекулярных и требует их специального изучения.

С этой целью нами разработан оригинальный метод прямого измерения коэффициентов диффузии РД в ОК, основанный на использовании ЭПР [6]. В нем применяются так называемые облатированные облученные монокристаллы. Небольшие (0,5—1 мм) хорошие монокристаллы облучают специально подобранной дозой γ -излучения. Затем их снова помещают в маточный раствор, обрачивают достаточно толстым слоем необлученного вещества, облатируют и подвергают диффузионному прогреву. Далее используется обычная техника срезов. Степень проникновения РД в снятые слои устанавливают методом ЭПР. Качество монокристаллов до и после облатирования контролируют методом Лауэ. Коэффициент диффузии D определяют обычным способом, используемым при методике срезов.

В данной работе проводятся прямые измерения коэффициентов диффузии, определенных типов РД в монокристаллах глицина, DL-валина и DL-гистидина $\cdot \text{HCl} \cdot \text{H}_2\text{O}$, полученных методом медленного выпаривания из водных растворов. Результаты измерений приведены в таблице.

Вещество	E_d , ккал/моль	D_0 , см ² /с
Глицин (для оси "в")	9,6	$2 \cdot 10^{-3}$
DL-валин (в плоскости "ас")	8,4	$2 \cdot 10^{-4}$
L-гистидин $\cdot \text{HCl} \cdot \text{H}_2\text{O}$ (для оси "в")	7,8	$1 \cdot 10^{-3}$

Основным механизмом диффузии в металлах, полупроводниках и органических кристаллах [1, 2, 7] является механизм самодиффузии по вакансиям (для ОК по молекулярным вакансиям). При этом выражение для коэффициента диффузии имеет вид $D = D_0 \exp(-E_d/RT)$, где D_0 — предэкспоненциальный или энтропий-

ный множитель, а E_d — энергия (энтальпия) активации самодиффузии.

Согласно статистическому анализу экспериментальных данных, проведенному для большого числа веществ, справедливы следующие корреляционные соотношения.

Для случая надежно проинтерпретированной диффузии по атомарным вакансиям $D_0 \approx 1 \text{ см}^2/\text{с}$, $E_d \approx 35 \cdot T_{\text{пл}}$, если E_d выражено в кал/г-атом (или кал/моль), а T — в градусах Кельвина.

Для случая ковалентных алмазных кристаллических решеток (Ge, Si) и большинства анизотропных ОК $D_0 \gg 1 \text{ см}^2/\text{с}$, $E_d > 35 \cdot T_{\text{пл}}$.

Для случая диффузии атомарных вакансий в металлах (аномальная диффузия) $D_0 \ll 1 \text{ см}^2/\text{с}$, $E_d < 35 \cdot T_{\text{пл}}$.

Как видно из таблицы, наши результаты соответствуют третьему случаю. Это еще раз подтверждает выдвинутые нами в [5] и развитые в [8] представления о том, что РД в ОК это не молекулярные образования, а неравновесные точечные атомарные РД — атомарные радиационные вакансии (РВ) в соответствующих атомарных конгруэнтных подрешетках. Они парамагнитны и обладают индивидуальными спектрами ЭПР.

Абсолютная погрешность измерения E_d и D_0 даже в лучших случаях (радиоизотопный метод) довольно велика (до 10 и 50—100 % соответственно). В наших условиях она существенно хуже, поэтому полученные результаты носят оценочный характер. Однако это не снижает надежности сделанных выводов тем более, что воспроизводимость результатов хорошая, а относительная погрешность не превышает 50—100 %.

Как следует из проведенных нами исследований структуры и отжига РД, в веществах при правильно подобранных условиях эксперимента (облучение дозой около $5 \cdot 10^6 \text{ р}$ при естественных условиях и определенной выдержке образцов после облучения; диффузионный отжиг при температурах около $0,7 \cdot T_{\text{пл}}$) стабилизируется только по одному типу РД (РВ). В случае глицина и валина — это РВ атома водорода, а в случае гистидина — РД типа радикала «прилипания» атома Н, т. е. некий аналог междоузельного Н, располагающегося только в строго определенных междоузлиях. Поэтому результаты наших измерений нужно интерпретировать как диффузию Н вакансий атомов Н в соответствующих подрешетках в первых двух случаях и как диффузию атомов Н по соответствующим междоузлиям в третьем.

Диффузия РД в данных веществах анизотропна. Собственно говоря, она имеет место только в направлениях, указанных в таблице (для валина по техническим причинам нам не удалось уточнить ее направление в плоскости ас). Для других направлений она либо слишком мала для проведения измерений, либо вовсе не наблюдается.

Список литературы: 1. Sherwood J. N. Diffusion in molecular solids//Surface and defect properties of solids. 2. Парсонидж Н., Стейвли Л. Беспорядок в кристаллах. М., 1982. 2. 336 с. 3. Милинчук В. К., Клинишпонт Э. Р., Пшежецкий С. Я. Макрорадикалы. М., 1980. 264 с. 4. Пшежецкий С. Я. ЭПР свободных радикалов в радиационной химии. М., 1972. 480 с. 5. Исследование про-

цессов карбонизации молекулярных кристаллов аминокислот методом ЭПР и ИК-спектроскопии//О. Т. Николев, И. Н. Комарь, В. Д. Орлов, В. Н. Невилько//Биофизика. 1975. 20. № 5. С. 762—766. 6. Комарь И. Н. ЭПР-спектроскопия диффузионного межмолекулярного взаимодействия в органических кристаллах и полимерах и новые возможности конформационных исследований//IV Всесоюз. конф. по спектроскопии биополимеров: Тез. докл. X., 1981. С. 92—93. 7. Бокштейн Б. С. Диффузия в металлах. М., 1978. 248 с. 8. Комарь И. Н. Физические основы процессов радиационного последействия в кристаллических аминокислотах, полимерах и упорядоченных биоструктурах//I Всесоюз. биофиз. съезд: Тез. докл. стендовых сообщений. М., 1982. 2. С. 249.

Поступила в редколлегию 05.10.90

SUMMARY

The diffusion of radiation defects in aminoacid crystals has been measured. It was shown, that the diffusion of atomic hydrogen vacancies in these crystals is present.

УДК 669.131.4.663.69

С. А. КАПРИЧ, Л. А. СОЛНЦЕВ, д-р техн. наук,
Л. А. ТИМОФЕЕВА, канд. техн. наук

ПРИМЕНЕНИЕ БИНАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ВАКУУМ-ПЛАЗМЕННЫХ ПОКРЫТИЙ

Тонкопленочные покрытия, полученные методами вакуум-плазменной технологии, широко используются при производстве полупроводниковых приборов в качестве буферных слоев при изготовлении высокотемпературных сверхпроводящих пленок, для повышения износостойкости и антифрикционных свойств деталей пар трения.

Поиск новых композиционных материалов покрытий, обладающих уникальными физическими свойствами, представляет собой актуальную задачу. Одно из перспективных направлений решения этой задачи — получение покрытий вакуум-плазменным осаждением химических соединений, синтез которых за счет плазмохимической реакции в процессе формирования покрытий невозможен или затруднен.

В настоящей работе методом конденсации при ионной бомбардировке получено покрытие непосредственно из карбида бора. Сложность задачи состоит в том, что карбид бора обладает низкой электропроводностью полупроводникового типа. Это затрудняет возбуждение дугового разряда на катодах из указанного материала. Кроме того, высокое значение энергий межмолекулярных связей, присущее кристаллической решетке карбида бора, обуславливает низкую распыляемость этого материала электронным пучком, что делает его мало пригодным для изготовления эродируемых катодов установок вакуум-плазменного напыления.

Для того чтобы обойти эти трудности эродируемый катод изготавливали из материала, содержащего, помимо карбида бора, металлический бор и свободный углерод, путем горячего прессования в вакууме из порошковой смеси, в которой металлический бор выполнял функции связующего элемента. Прессование проводили при температуре 2200 °С под давлением 1 МПа, давление остаточных газов в камере — 10^{-4} мм. рт. ст.

При возбуждении электродугового разряда на таком катоде он разогревается до температур 800÷900 °С, после чего на его поверхности возникает химическая реакция синтеза между молекулами бора и углерода, находящимися в твердофазном состоянии. Эта реакция протекает в форме электростимулированной, локализованной, самотормозящей волны горения и характеризуется температурой в гребне до 3000 °С.

Под действием таких температур молекулы B_3C испаряются с поверхности катода, ионизируются встречным потоком электронов катодного разряда и, пройдя ускоряющую разность потенциалов, конденсируются на поверхности подложки, формируя ее покрытие.

Пленки, полученные данным методом, отличаются высокой адгезией к большинству металлов, механической прочностью, химической стойкостью и могут быть рекомендованы в качестве износостойких или защитных покрытий. Например, нанесение покрытий из карбида бора на поршни плунжерных насосов увеличивает их рабочий ресурс в несколько раз.

Практический интерес представляют покрытия с высокой концентрацией атомов серы. Присутствие этого элемента в пленке покрытия приводит к повышению критической силы тока сверхпроводящих пленок, увеличивает антифрикционные свойства поверхностей деталей пар трения, резко снижая коэффициент трения [1]. Однако насыщение поверхности ингредиентами серы вакуум-плазменным методом затруднительно по причинам технического (нарушение вакуумной гигиены) и экологического плана (обычно применяемый сероводород токсичен).

Нами получены покрытия с высоким содержанием сульфида молибдена (MoS_2). С этой целью использовали катод, содержащий включения этого соединения. При возбуждении дугowego разряда на таком катоде сульфид молибдена легко испаряется с достаточной степенью ионизации и, частично разлагаясь, активно участвует в плазмообразовании.

Исследования элементного состава поверхностных слоев методом обратного рассеивания протонов [2] показывают, что соотношение компонентов в покрытии из сульфида молибдена определяется технологическими режимами его формирования. Варьируя технологическими режимами в процессе нанесения, можно получить покрытия с заданным градиентом распределения компонентов по толщине, физические свойства которых будут плавно изменяться вдоль сечения пленки.

Отметим, что покрытия из сульфида молибдена, полученные вакуум-плазменным методом, по своим свойствам существенно отличаются от покрытий из этого материала, полученных традиционными методами сульфидирования поверхностей. Например, при исследовании покрытий из сульфида молибдена, нанесенных на подложки из металлов железоуглеродистой группы методом

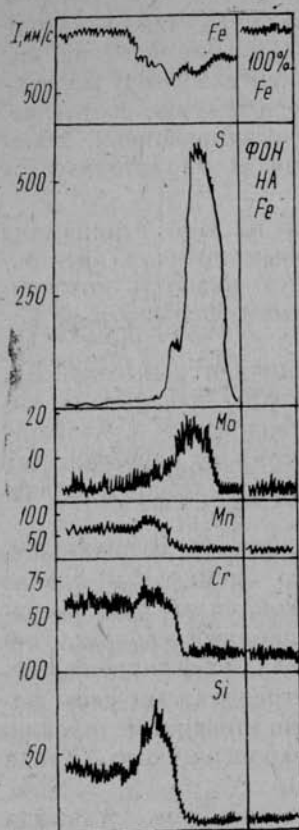


Рис. 1. Распределение элементов по сечению покрытия

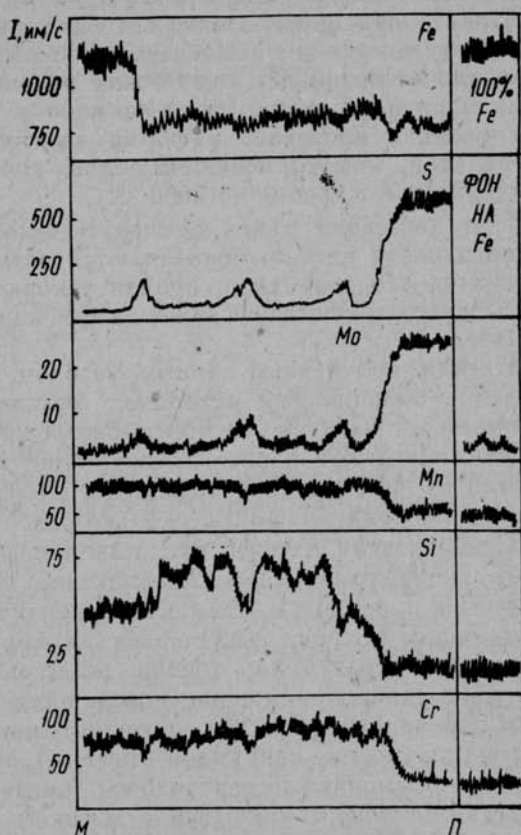


Рис. 2. Распределение элементов по сечению покрытия с защитным слоем

локального рентгеноспектрального анализа [3], наблюдается явно выраженное влияние материала подложки на элементный состав покрытия (рис. 1). Высокое содержание железа в пленке покрытия снижает его пластичность и повышает хрупкость. В приповерхностном слое подложки наблюдается сложное перераспределение легирующих элементов. Так, линии излучения марганца, хрома и кремния показывают дрейф этих элементов к границе раздела металл-покрытие, вызванный радиационно-стимулированной диффузией, сопровождающей процесс ионной бомбардировки

поверхности. Такое перераспределение легирующих элементов приводит к образованию диффузионного слоя в приповерхностной области подложки, который отличается повышенной микротвердостью. Сама же граница раздела представляет собой достаточно высокий потенциальный барьер для этих элементов, что не позволяет им проникать в пленку покрытия.

Для того, чтобы использовать сульфиды молибдена в качестве пленки, улучшающей прирабатываемость износостойкого покрытия, их наносили на подложку с защитным слоем из нитрида титана. Слой из TiN формировался вакуум-плазменным способом в ступенчатом режиме, когда процесс конденсации чередовался с процессом ионного подогрева подложки высокоэнергетичными ионами. Таким образом, осаждение защитного слоя проводилось в три этапа, при неизменных режимах горения катодного разряда. В процессе кристаллографических исследований, а также исследований элементного состава, отмечается высокая однородность пленки из TiN.

Однако спектрограммы рентгеноструктурного анализа наряду с высокой частотой пленки покрытия из сульфида молибдена, нанесенного на подложку с защитным слоем, показывают высокую концентрацию серы и молибдена в теле защитного слоя, в местах, соответствующих границам его поэтапного роста (рис. 2). Такой ход линий серы и молибдена, не коррелирующий с линией железа, можно объяснить следующим образом. Слой из TiN, сформированный в ступенчатом режиме, необходимо рассматривать как многослойное покрытие, границы поэтапного роста которого обладают всеми свойствами свободной поверхности. Несмотря на высокую плотность упаковки молекул TiN в защитном слое ($3,9 \cdot 10^{22}$ ион/см³), молекулы сульфида молибдена легко диффундируют сквозь него. Однако их присутствие в межмолекулярных промежутках кристаллической решетки TiN энергетически невыгодно, и они вытесняются к границам поэтапного роста слоя, где и удерживаются силами поверхностного взаимодействия. Корреляция экстремальных точек линий серы и молибдена указывает на то, что эти элементы в покрытии находятся в связанном состоянии.

Таким образом, при ионно-плазменном нанесении сульфида молибдена на подложки с защитным слоем можно получить покрытия с дискретным распределением компонентов и отсюда — соответствующие изменения свойств по толщине слоя.

Список литературы: 1. Виноградов Ю. М. Влияние сульфидов на трение и износ. М., 1961. С. 254. 2. Кличников А. А., Пучеров Н. Н. Методы анализа на пучках заряженных частиц. К., 1987. С. 136. 3. Британ И. М. Аппаратура и методы рентгеновского анализа. 1971. Вып. 8. С. 52

Поступила в редколлегию 28.09.90

SUMMARY

An opportunity to obtain the thin-films coatings from the binary compounds B_4C , MoS_2 by the vacuum-plasma method is shown. The details of the preparing of such coatings are discussed and some their properties are studied.

**ФАРАДЕЙ КАК ЭКСПЕРИМЕНТАТОР И ТЕОРЕТИК
(ФИЛОСОФСКИЙ АНАЛИЗ)**

В 1991 г. исполнилось 200 лет со дня рождения одного из самых проницательных исследователей точного естествознания Майкла Фарадея (1791—1867). Д. К. Маквелл высоко оценивает открытия Фарадея и его место в науке: «Фарадей является и навсегда останется творцом того общего учения об электромагнетизме, которое рассматривает с единой точки зрения все явления, изучавшиеся прежде в отдельности» [3, с. 67].

Тонкий экспериментатор и теоретик, Фарадей вместе с тем выступает и как философ. С диалектических позиций он рассуждает о сложности и противоречивости процесса познания, последовательно реализует идею взаимосвязи и взаимопревращаемости различных форм материального мира, выступает против абсолютизации теоретических положений и фактов. В настоящей статье остановимся на проблеме соотношения гипотез и теорий при изучении электромагнитных взаимодействий.

Открытие Фарадеем явления электромагнитной индукции ведет к радикальному качественному переосмыслению всех знаний об электромагнетизме. Какие трудности возникают на этом пути? Во-первых, философские идеи развития, единства природы с трудом проникали в науку. Во-вторых, не было общей теории электромагнетизма, способной выступить в качестве метода по проведению экспериментов. В-третьих, измерительная техника только создавалась.

Гипотеза о возможности получения электричества из магнетизма возникает в процессе размышления над опытами физиков Х. К. Эрстеда и А. М. Ампера. Следует учитывать и новый экспериментальный факт, полученный самим Фарадеем. За простым механическим движением проводника с током и магнита относительно друг друга ученый стремится увидеть взаимную связь и превращаемость электричества и магнетизма.

Фарадей выдвигает сугубо теоретическую задачу: экспериментально получить из магнитных свойств электрические свойства, т. е. «превратить магнетизм в электричество». Он стихийно строит первую экспериментальную установку (1825 г.) и предполагает, что при движении сильного магнита вовнутрь спиралевидной катушки с током должна измениться его сила.

В данной схеме эксперимента имеется главное звено «катушка-магнит» и есть производство индукционного тока. Но ряд факторов мешает осуществлению замысла. Среди них: низкая чувствительность гальванометра, наличие гальванического тока, остается пока неизвестным факт быстрого движения магнитом.

Когда Фарадей говорит об отрицательном эффекте данного опыта, то на самом деле это не так. Эксперимент поставлен правильно (правда, не исключен гальванический ток), но он остается еще не осмысленным, полученные результаты не получают адекватной оценки. Кажется, что цель очень близка, но вместе с тем она еще и очень далека.

На заключительном этапе экспериментов (1831 г.) используются два проводника (катушки) и устанавливается отношение между ними. В результате испытаний катушек (одна с током) удается получить индукционный ток: электромагнетизм рождает электричество. Это первый уровень получения индукционного тока.

Опыты Фарадея по образованию индукционного тока с помощью тока не подтверждают прямое и непосредственное получение электричества из магнетизма. Этот экспериментальный факт лишь косвенно свидетельствует о порождении электричества магнетизмом и действительной возможности такого преобразования.

Сложность открытия «чистого» индукционного тока состоит в том, что на протяжении десяти лет в структуре эксперимента находится лишний элемент — это катушка-спираль с током. А задача, поставленная Фарадеем — найти способ образования индукционного тока при помощи естественного магнита. В конечном счете, спираль с током отбрасывается и остается самое существенное звено: катушка и магнит. К появлению важной идеи: быстрого механического движения магнита внутри спирали, приводит вся совокупность неудачных опытов.

Второй уровень получения индукционного тока характеризуется тем, что это объективное свойство природы обнаруживается в схеме эксперимента «магнит-катушка» путем перемещения магнита относительно катушки.

Следовательно, реальный процесс научного поиска такой закономерности действительности, как индукционный ток, оказывается не таким уж простым. Гипотетическое, ненаблюдаемое свойство получения электричества из магнетизма, открытое на базе теоретической гипотезы, становится косвенно наблюдаемым на первом уровне, а затем — непосредственно наблюдаемым свойством в эксперименте на втором уровне. Сам факт образования электричества из чистого магнетизма является решающим аргументом симметричности электрических и магнитных свойств, их взаимопревращаемости, что и подтверждается впоследствии законами Максвелла.

В чем состоит методологическое значение открытия электромагнитной индукции? Во-первых, гипотеза о возможности порождения электричества магнетизмом направляет экспериментальную деятельность исследователя на поиск электромагнитной индукции. Во-вторых, гипотетическое, ненаблюдаемое свойство становится

прямо наблюдаемым в опыте свойством объективной реальности. В-третьих, открытие свидетельствует об органической, неразрывной связи электричества и магнетизма, доказывает полную симметричность электромагнитных явлений, ставит вопрос о необходимости выявления их новых сторон. В-четвертых, открытие составляет важную веху на пути создания фундаментальной теории физической науки — теории электромагнетизма. Оно свидетельствует о том, что эксперимент выступает как конструктивный фактор становления и развития научной теории. В-пятых, практическое использование результатов открытия ведет к дальнейшему развитию техники и человеческой цивилизации. В-шестых, Фарадей получает в руки ключ, который «открывает дверь к полному объяснению явлений Араго» [8, с. 12].

В чем заключается сущность явления, открытого французским физиком Ф. Д. Араго (1824 г.), получившего далеко неоднозначную оценку? Если поместить магнит над медным диском, то вращение одной из частей системы диск-магнит приводит к движению другой.

Эксперименты Фарадея выступают в качестве решающего аргумента в объяснении явления Араго, тогда как, например, математики, не смогли раскрыть его действительную причину. «Меня утешает открытие, — пишет Фарадей, — что эксперимент не имеет надобности сдаваться перед математикой, но является совершенно компетентным, чтобы соперничать в ней в этом открытии» [11, с. 61].

В процессе объяснения опыта Араго Фарадей выдвигает идею о возможности получения электромагнитной индукции в самых различных экспериментальных ситуациях. Как талантливый экспериментатор он расширяет границы познания наблюдаемого явления, добиваясь успеха в получении индукционного тока путем взаимодействия движущегося проводника (медного диска) и магнитного поля Земли: здесь чистый магнетизм рождает электрический ток.

Значение опыта Араго, трансформируемого в рамках новых электродинамических открытий, состоит в экспериментальном обосновании и, теоретическом обогащении (раскрытии содержательного смысла) закона электромагнитной индукции. Это свидетельствует о широком проявлении данного явления в различных приборно-экспериментальных условиях, высвечивающих новые стороны электромагнетизма.

Опыт Араго, осмысленный через призму электромагнитной индукции, представляет, по словам Фарадея, «наиболее удобный способ получения электричества при помощи магнетизма» [8, с. 41]. В связи с этим ставится цель «построение магнито-электрических машин» [8, с. 63]. Речь идет о создании первого источника электрической энергии. Поэтому осмысленный опыт Араго имеет глубокое социальное последствие: он является исход-

ным пунктом в подготовке технической революции в области энергетике.

Остановимся еще на одной грани исследований Фарадея, связанной с пониманием существенной характеристики природы — электромагнитной природы света. Данное открытие не получило пока адекватной оценки со стороны физиков и философов. В литературе говорится о том, что Фарадей лишь высказывает такую гипотезу [6, с. 293; 12, с. 271], или это открытие приписывается Максвеллу [4, с. 121].

Успешное объяснение явления электромагнитной индукции заставляет ученого глубже задуматься над сущностью электромагнитных процессов и расширить границы его связи с оптикой. Фарадей пишет «Новые воззрения» (1832 г.) [10, с. 122], которые являются своего рода методологической программой исследований на длительный период. Центральное место в ней принадлежит гипотезе о волновой природе электромагнитных и оптических возмущений.

Данная гипотеза вступает в явное противоречие с волновой теорией французского физика О. Френеля, отрицавшей всякую связь с магнетизмом. Фарадей выступает против сложившихся взглядов на свет как субстанцию, не связанную с другими явлениями.

Гипотеза о волновом характере возмущений трансформируется в более конкретную гипотезу об электромагнитной природе света. Никакие физически наблюдаемые факты не могли непосредственно подсказать Фарадею идею о том, что световые лучи имеют электромагнитную природу. К данной гипотезе он приходит в результате творческого воображения и мышления.

Далее выдвигаются новые, более конкретные идеи: магнитные возбуждения распространяются с определенной, конечной скоростью. Затем следует новая догадка: если магнитные, электрические возбуждения и световые лучи распространяются как волны, то не обладают ли световые лучи магнитными и электрическими свойствами?

Сущность еще одного теоретического этапа состоит в том, что выдвигается такая качественная идея: если световые лучи имеют магнитные и электрические свойства, то они должны отклоняться в электромагнитном поле.

Таким образом, задача отклонить световые лучи в электромагнитном поле вытекает не из эмпирических данных, накопленных ранее. Она подсказана и не чисто логически, а представляет творческое обобщение взаимопревращаемости различных форм материального мира.

Фарадей вырабатывает логику возможных открытий в области взаимодействия различных классов явлений и ставит задачу: эти взгляды «проверить экспериментально» [10, с. 122].

Эвристическая ценность ряда гипотез состоит в том, что они открывают широкие перспективы перед экспериментом и ставят цель: ненаблюдаемые, гипотетические свойства, выявленные тео-

ретическим путем, сделать прямо наблюдаемыми в опыте, доказывая тем самым их объективное существование.

Заметим также, что гипотезы Фарадея основаны на физических соображениях и не имеют ничего общего с широко распространенными взглядами на электричество как движение каких-то жидкостей, и противоречат им. Поэтому, говорит Фарадей, если отталкиваться от гипотезы электрических жидкостей, то она «не привела бы нас ни к явлениям диамагнетизма, ни, я полагаю, к магнитному вращению светового луча» [9, с. 722].

Чтобы в экспериментах иметь дело со световыми лучами, сознательно конструируется сложная установка, включающая целый ряд отдельных приборов, посредством которой впервые выявляется связь магнитных и оптических явлений. Как сообщает Фарадей, в опытах «свет испытал на себе магнитное действие, т. е. что магнитному действию подвергалось то, что является магнитным в силах материи, а последнее, в свою очередь, воздействовало на то, что является подлинно магнитным в силе света» [9, с. 12]. В этом выводе содержится революционное по своему характеру утверждение о том, что свет имеет магнитное свойство. Оно обнаруживается двумя способами: электромагнитом и магнитом.

Фарадей ставит новую цель: открыть прямую связь между оптическими и электрическими явлениями, т. е. «электрический ток должен оказывать на свет такое же действие, как магнит» [9, с. 25].

Для выявления электрического свойства света разрабатывается прибор другого типа. С полным основанием можно утверждать, заключает Фарадей, «что в данном опыте луч света электризуется и электрические силы освещаются» [9, с. 27]. Вывод о том, что «луч света электризуется», означает, что он вступает во взаимодействие с электричеством.

Когда Фарадей говорит о том, что ему «удалось намагнитить и наэлектризовать луч света» [9, с. 13], то он пользуется здесь неправильной терминологией. На самом же деле речь идет о том, что свет обладает магнитным и электрическим свойствами.

Тот факт, что свет обладает такими свойствами, нельзя сделать непосредственно наблюдаемым. Экспериментально это можно доказать только косвенно, и самым прямым и единственным из косвенных доказательств служит отклонение светового луча от его прямолинейного движения (траектории). Притяжение и отталкивание света наблюдается через изменение его траектории в электрическом и магнитном поле. Установление факта наличия у света двух важнейших свойств служит тем самым прямым доказательством конечной скорости магнитных и электрических возбуждений.

Говоря словами Фарадея, в истории электромагнетизма впервые устанавливается «подлинная непосредственная связь и зависимость между светом и магнитными и электрическими силами (т. е. свойствами — Б. П.)» [9, с. 35]. Итак, удается схватить

сущность явления электромагнетизма в его целостности и противоречивости, и приборами двух различных типов обнаружить его неразрывную связь с оптикой. Поэтому правильно, научно говорить о дуализме электричества и магнетизма в оптических явлениях.

В решающих экспериментах соединяется воедино теоретико-конструкторская мысль на очень точных и строгих началах. Они отличаются не только изобретательностью и мастерством экспериментатора, но и мощными теоретическими идеями, «навешанными» открытием электромагнитной индукции и ее дальнейшим осмыслением.

На стадии выявления взаимосвязи электромагнитных и оптических явлений изменяется соотношение случайных и закономерных факторов в творчестве ученого. Это находит свое проявление в возрастании сознательного, осмысленного начала в процессе конструирования приборов и проведения экспериментов, в отличие от первого периода его деятельности, где широкое распространение имели случайные факторы и обстоятельства.

Экспериментальное обнаружение электрического свойства света объясняется через призму гипотезы о волновом характере света и электричества: «свет передается вибрациями» [9, с. 620], а электричество в проводнике «распространяется посредством колебаний» [там же]. Такое понимание ведет к выводу о равенстве скоростей двух взаимодействий. «Способность электрической проводимости, — заключает Фарадей, — (т. е. передачи силы, скорость которой равна скорости света), по-видимому, связана со свойствами материи и обусловлена ими и как бы них заключена» [9, с. 620]. Однако это не просто вывод, а фундаментальный научный факт, выраженный в качественной форме.

Опыты по электромагнитной природе света наводят ученого на мысль о равенстве скорости магнитных и световых явлений в качественном отношении. Но Фарадея интересует вопрос о точных количественных измерениях таких возбуждений. Он предполагает провести эксперименты по определению времени магнитного действия. В письме к Максвеллу выражается уверенность в том, что «время, вероятно, будет таким же коротким, как время света; но величина результата, если он подтвердится, не обескуражит меня» [1, с. 40]. Правда, попытка построить такой прибор заканчивается неудачей.

Выявление электромагнитной природы света служит решающим фактором, чтобы назвать новую реальность «лучевыми колебаниями», т. е. электромагнитными колебаниями (волнами). Взгляды на электромагнитное поле излагаются в теоретической работе «Мысли о лучевых колебаниях» (1846 г.). «Точка зрения, которую я имею смелость предложить, — подчеркивает Фарадей, — рассматривает таким образом излучение, как колебания высокого порядка в силовых линиях, которые, как известно, соединяют друг с другом частицы и тем самым материальные массы. Эта

точка зрения стремится устранить эфир, но не колебания» [9, с. 623].

Следовательно, теоретические и эмпирические результаты по обоснованию объективного существования электромагнитных волн и определению скорости их распространения служат важным вкладом в формирование общей теории электромагнетизма задолго до работ Максвелла.

Этот факт раскрывает замечательную характеристику процесса познания, сущность которой состоит в том, что экспериментальное подтверждение теории электромагнетизма возникает задолго до ее окончательного создания.

Отсюда следует, что эксперимент, как форма практической деятельности, выступает в качестве путеводной нити, способа построения теоретической системы и одновременно является решающим аргументом в установлении ее истинности.

Теоретические идеи и гипотезы задают общую схему, модель приборно-измерительной ситуации, экспериментов, эмпирического познания в целом. Мои теоретические представления, подчеркивает Фарадей, могут иметь «ценность как руководящая нить для нашей мысли и изысканий. Те, кто работает в области экспериментального исследования, знают, как многочисленны эти впечатления и как часто их кажущаяся красота и пригодность исчезают по мере того, как идет вперед и развивается познание настоящей естественнонаучной истины» [9, с. 626].

Поэтому нельзя согласиться с оценкой В. М. Дукова теоретических взглядов Фарадея. Он пишет о том, что на фоне достижений электродинамики Ампера-Гаусса «бедной выглядит теоретическая часть фарадеевских исследований» [1, с. 123]. То, что Фарадей не оперирует математической символикой, еще не означает «бедность» его теоретической части. На самом же деле он выражает свои творческие изыскания в такой форме, которая, по словам Максвелла, «доказывает, что он был математиком высокого порядка — одним из тех, у кого математики будущего могут черпать ценные и благотворные методы» [3, с. 70]. Теоретические исследования Фарадея являются фундаментальными и глубоко аргументированными.

Английский физик Дж. Тиндаль, размышляя о творческих поисках своего друга, раскрывает значение идей и гипотез Фарадея в различных областях физики: «Теоретические идеи составляли, так сказать, жизненный сок его ума, источник, из которого черпалась вся его сила, как экспериментатора. Однажды, гуляя с ним в Хрустальном дворце, в Сиденгеме, я спросил, что обратило его внимание на намагничивание света. Оказалось, что это были теоретические соображения. Он имел известные взгляды на единство и превращение сил природы, известные идеи о световых колебаниях и их зависимости с линиями магнитной силы. Эти воззрения направили его к исследованию. И так всегда бывает; великий экспериментатор должен постоянно руководствоваться теоретическими воззрениями» [7, с. 73].

Фарадей утверждает в науке метод познания, основанный на соотношении научных гипотез и экспериментов, расширяющий границы ненаблюдаемого, неисчерпаемого мира, закладывая тем самым фундамент нового видения природы — его электромагнитной картины.

Результаты многогранной экспериментальной и теоретической деятельности Фарадея, в особенности открытие, обоснование, доказательство электромагнитной индукции, электромагнитной природы света, находят практическое отражение в возникновении новых отраслей физики: радиофизики, радиотехники, магнитооптики, электрооптики.

Список литературы: 1. Дуков В. М. Электродинамика (история и методология макроскопической электродинамики). М., 1975. 248 с. 2. Кудрявцев П. С. Максвелл. М., 1976. 128 с. 3. Максвелл Д. К. Статьи и речи. М., 1968. 422 с. 4. Морозов О. П. Свет озарений. М., 1980. 208 с. 5. Мощанский В. Н., Савелова Е. В. История физики в средней школе. М., 1981. 205 с. 6. Спасский Б. И. История физики. Ч. 1. М., 1977. 320 с. 7. Тиндаль Дж. Фарадей и его открытия. С-Пб., 1971. 200 с. 8. Фарадей М. Экспериментальные исследования по электричеству. Т. 1. М., 1947. 848 с. 9. Фарадей М. Экспериментальные исследования по электричеству. Т. 3. М., 1959. 831 с. 10. Фарадей М. Новые воззрения, подлежащие в настоящее время хранению в запечатанном конверте в архивах Королевского общества//Изв. АН СССР. Отделение технических наук. 1938, № 5. С. 11. Фарадей М. Избранные работы по электричеству. М.; Л., 1939. 304 с. 12. Храмов Ю. А. Физики. Биографический справочник. М., 1983. 400 с.

Поступила в редколлегию 05.11.90

SUMMARY

In the paper analysed is the ratio of hypotheses and experiments in scientific research of M. Faraday. For the first time in the scientific literature it is being proved that Faraday was the first to discover the electromagnetic nature of light. The elements of novelty are contained in the interpretation of the electromagnetic induction discovery and in the explanation of phenomenon discovered by Arago.

УДК 669.131.4.663.69

Л. Н. ТИМОФЕЕВА, канд. техн. наук,
Л. А. СОЛНЦЕВ, канд. техн. наук

ФОРМИРОВАНИЕ ЗАЩИТНОЙ ПЛЕНКИ НА СТАЛЯХ И ЧУГУНАХ В ОКИСЛИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

В машиностроении для упрочнения поверхностного слоя деталей используется химико-термическая обработка. При этом насыщающая среда может быть твердой, жидкой и газообразной. В результате такой обработки образуются поверхностные слои, которые способствуют повышению тех или иных служебных свойств деталей. Физическая природа образования этих слоев детально изучена [1].

В исследованиях по применению в качестве насыщающей среды перегретого пара водного раствора солей происходит контакт поверхности металла с окислительной средой. Физический смысл формирования тонкого защитного слоя на поверхности в таких условиях изучен недостаточно. Между тем изучение процессов, происходящих на границе раздела Me — насыщающая среда, является актуальной проблемой, так как именно эти процессы влияют на формирование требуемых свойств стали.

Для исследования использовали серый легированный чугун СЧ-ХНМ с перлитной матрицей и включениями мелкопластинчатого графита. Насыщающей средой служил перегретый водный раствор солей аммония. Рабочая температура принята равной $600 \pm 20^\circ\text{C}$. При этих температурах железо с кислородом образует окислы Fe_2O_3 , FeO [2], в то время как ниже 400°C пленка в основном состоит из Fe_2O_3 . В интервале температур 450 — 650°C железо с кислородом образует практически только магнетит Fe_3O_4 и вюстит FeO [2]. Учитывая содержание в парах воды солей аммония, можно предположить наличие в слое не только кислорода, но и других элементов: азота, молибдена и серы.

Образующаяся защитная пленка имеет сложный характер. Согласно рентгеноструктурному анализу в слое, образовавшемся в окислительной среде, присутствуют не только кислородосодержащие фазы. И несмотря на низкую температуру идет усиленная диффузия в пленку других элементов. При этом наличие кислорода оказывает ускоряющее действие на этот процесс по следующим причинам.

Образование твердого раствора кислорода в железе вызывает искажение кристаллической решетки последнего, что облегчает диффузию в него атомов азота, молибдена и серы.

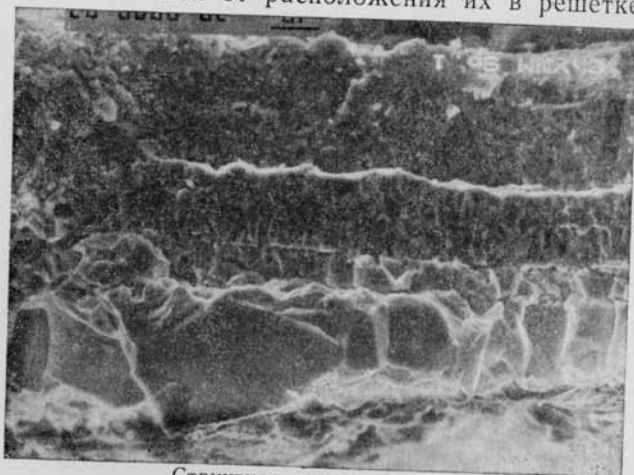
Растворение кислорода в фазах внедрения приводит к появлению в кристаллической решетке вакансий (твердый раствор вычитания), что также ускоряет диффузию других элементов.

В то же время в поверхностном слое сосредотачиваются не только химические элементы, которые содержались в насыщающей среде, но и те, которые уже были в матрице чугуна. Поэтому поверхностный слой обладает достаточной способностью к регенерации после возможного растрескивания с отслаиванием, как при эксплуатации.

Проведенные лабораторные исследования показали, что этот слой не только препятствует преждевременному износу, но и повышает несущую способность материала. Это объясняется образованием при такой обработке слоистой структуры поверхностной пленки. Формирование поверхностного слоя в этом случае есть сумма индивидуальных перемещений активированных атомов. Процесс протекает в конденсированной системе, где перемещение каждой структурной единицы не может не отражаться на положении многих соседних атомов. Продукт реакции имеет сложный стехиометрический состав, в котором каждый атом должен иметь определенное число соседей, размещенных определенным образом

Поскольку на поверхности металла образуются новые фазы, активация атомов в конденсированной системе должна носить не индивидуальный, а коллективный характер.

Имеет место механизм твердофазной химической реакции с обычной диффузией по дефектам, невозможный при такой температуре. Однако с повышением последней вакансионная диффузия возможна и внутри новых фаз. В связи с этим конфигурация расположения атомов в активированном комплексе может значительно отличаться от расположения их в решетке продукта



Структура поверхности слоя

реакции. Эту структуру можно описать как эквивалентную участку решетки с большей концентрацией точечных дефектов.

Металлографические исследования подтвердили упомянутые особенности образования поверхностного слоя в окислительной среде (рисунок). Образование поверхностных защитных пленок в перегретом водяном паре можно регулировать, добавляя различные соли, в зависимости от того, какой конкретный слой необходимо получить.

Указанная обработка может быть рекомендована для повышения трибологических характеристик чугуна.

Список литературы: 1. Лахтин Ю. М. Новые методы химико-термической обработки в машиностроении//Науч. тр. МАДИ. 1982. С. 128. 2. Адамсон А. И. Физическая химия поверхностей. М., 1983. С. 148—170.

Поступила в редколлегию 15.11.90

SUMMARY

The formation of defense layer during the complex chemical heat treatment of steels and cast irons for improvement it's antifrictional properties is described.

The layer is produced on the surface in matrix and consists of many sub-layers and contains mild and hard structural constituents. This makes not only the increased wear resistance of steel and cast iron but promotes low friction coefficient also.