

теплофизическими характеристиками по сравнению с диодами на основе GaAs. Критические температуры активного слоя диода на основе InP достигаются при более высоких уровнях плотности тепловыделения, чем у арсенид-галлиевых диодов.

Таким образом, InP является более подходящим, чем GaAs, материалом для создания мощных диодов Ганна, так как допустимые рассеиваемые мощности в фосфид-индиевых диодах могут быть выше, чем в арсенид-галлиевых. Однако на практике пока не реализованы преимущества InP-диодов Ганна, так как из-за несовершенства технологии выращивания эпитаксиального InP еще не удается получить материал с концентрацией примесей $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и ниже, необходимый для создания мощных диодов.

Список литературы: 1. Carlson R. O., Slack G. A., Silverman S. J.—Thermal conductivity of GaAs and $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ laser semiconductors.—Journ. Appl. Phys., 1965, 36, p. 505—507. 2. Maycock P. D. Thermal conductivity of silicon, germanium, III—V compounds and III—V alloys.—Solid-State Electronics, 1967, 10, N 3, p. 161—168.

Поступила в редколлегию 28.12.81.

УДК 621.382.2

Н. А. ШЕХОВЦОВ, канд. физ.-мат. наук,
А. А. МИШНЕВ, Н. А. ШЕХОВЦОВА

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДЛИННЫХ $m-i-m$ СТРУКТУР С УЧЕТОМ КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОСТИ i -ОБЛАСТИ

При получении вольт-амперной характеристики (ВАХ) длинных диодов [1] путем интегрирования уравнения для электрического поля базы, определяемого уравнениями для электронного и дырочного токов [2, 3], исключается влияние коэффициента инжекции $p-n$ перехода на квазинейтральность базы. В результате этого не учитывается часть напряжения на базе, обусловленная этим влиянием. Поэтому рассмотрена ВАХ длинной $m-i-m$ структуры с учетом влияния коэффициента инжекции $m-i$ контакта на квазинейтральность i -области при мономолекулярной рекомбинации.

Распределение носителей в квазинейтральной i -области в стационарном случае описывается системой уравнений:

$$-j_n = qv_n n E + qD_n \frac{dn}{dx}; \quad (1)$$

$$-j_p = qv_p p E + qD_p \frac{dp}{dx}; \quad (2)$$

$$j = j_n + j_p; \quad (3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial (-j_n)}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau} = 0; \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial (-j_p)}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau} = 0;$$

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi q \delta}{\epsilon}. \quad (5)$$

Здесь j_n, j_p, j — электронный, дырочный и суммарный токи; μ_n, μ_p, D_n, D_p — подвижность и коэффициенты диффузии электронов и дырок; $\delta = \Delta n - \Delta p$; $\Delta n = n - n_0$; $\Delta p = p - p_0$; n_0, p_0, n, p — равновесные и общие концентрации электронов и дырок; E — электрическое поле; τ — время жизни неравновесных электронов и дырок; ϵ — диэлектрическая постоянная; q — заряд электрона.

Прямо включенный $m-i$ контакт («—» на m -области) инжектирует электроны в i -область и дырки — в m -область. Инжекция дырок $m-i$ контактом в m -область требует преобладания дрейфового дырочного тока над диффузионным дырочным током во всей квазинейтральной i -области. Следовательно, поле E в i -области зависит от коэффициента инжекции $m-i$ контакта γ_n , который определяется током j . Поэтому напряжение на квазинейтральной i -области будем определять интегрированием уравнения (5) с учетом влияния зависимости $\gamma_n = f(j)$ на величину E .

Для этого найдем распределения концентрации электронов и разность неравновесных концентраций электронов и дырок в i -области.

Полагая $\delta \ll \Delta n, \Delta p$, учитывая, что $n_0 = p_0$, $D_n \tau = L_n^2$, $\mu_n \mu_p^{-1} = b$,

$\frac{2L_n^2}{b+1} = L_{ni}^2$, из (1) — (4) получаем уравнение

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_0}{L_{ni}^2} = 0. \quad (6)$$

Тыловой $m-i$ контакт будем считать омическим, т. е. контактом с бесконечной скоростью рекомбинации. Решение уравнения (6) с граничными условиями $n(0) - n_0 = \Delta n(0)$, $n(l) - n_0 = \Delta n(l) = 0$ [2], где l — длина квазинейтральной i -области, имеет вид

$$\Delta n = A e^{-\frac{x}{L_{ni}}} + B e^{\frac{x}{L_{ni}}} = \Delta n(0) \operatorname{csch} \frac{l}{L_{ni}} \operatorname{sh} \frac{l-x}{L_{ni}}. \quad (7)$$

Полагая $\delta \ll \Delta n, \Delta p$ и учитывая, что $n_0 = p_0$, распределение концентрации дырок в i -области получим из (1) — (4) в виде

$$\Delta p = A_1 e^{-\frac{x}{L_{ni}}} + B e^{\frac{x}{L_{ni}}}. \quad (8)$$

Полагая $A_1 = A + C_1$ и $B_1 = B + C_2$ и потребовав, чтобы константы A_1 и B_1 при $C_1 = C_2 = 0$ удовлетворяли граничным условиям для электронов, имеем

$$\Delta p = \Delta n + C_1 e^{-\frac{x}{L_{ni}}} + C_2 e^{\frac{x}{L_{ni}}}. \quad (9)$$

При $\Delta n(l) = 0$ можно считать и $\delta(l) = \Delta n(l) - \Delta p(l) = 0$. Тогда из (9)

$$\delta = -C_1 \left(e^{-\frac{x}{L_{ni}}} - e^{-\frac{2l-x}{L_{ni}}} \right). \quad (10)$$

Подставляя (10) в (5) и интегрируя (5), получим

$$E = -\frac{4\pi q L_{ni}}{\varepsilon} C_1 \left(e^{-\frac{x}{L_{ni}}} + e^{-\frac{2l-x}{L_{ni}}} \right) + C_3. \quad (11)$$

Константы C_1 и C_3 определим из уравнения для электронного тока с учетом зависимости $\gamma_n = f(j)$ в сечении $x=0$ и уравнения для суммарного тока в сечении $x=l$. В случае диффузии и дрейфа носителей в i -области коэффициент γ_n определится уравнением

$$\gamma_n = [j_n(0) - i_{n0}(0)]j^{-1}, \quad (12)$$

где $-j_n(0) = q\mu_n n_0 E(0)$, так как ток $j_{n0}(0)$ представляет собой часть электронного тока инжекции. Из (1) и (12) с учетом (7) и (11) при $x=0$ получаем уравнение

$$-\gamma_n j = q\mu_n \Delta n(0) \left[C_3 - \frac{4\pi q L_{ni}}{\varepsilon} (1 + e^{-\frac{2l}{L_{ni}}}) C_1 \right] - q \frac{D_n \Delta n(0)}{L_{ni}} \operatorname{cth} \frac{l}{L_{ni}}. \quad (13)$$

Из (1)–(3) с учетом (7), (11) и соотношения $\delta \ll \Delta n$, Δp при $x=l$ получаем уравнение

$$-j = q\mu_p (b+1) n_0 \left[C_3 - \frac{4\pi q L_{ni}}{\varepsilon} e^{-\frac{l}{L_{ni}}} C_1 \right] - \frac{b-1}{b} \frac{q D_n \Delta n(0)}{L_{ni}} \operatorname{csch} \frac{l}{L_{ni}}. \quad (14)$$

Из (11) с учетом выражений для C_1 , C_3 , определяемых уравнениями (13) и (14), получим напряжение на квазинейтральной i -области в виде

$$U_i = - \int_0^l E dx = \left\{ \left[j - \frac{b-1}{b} \frac{q D_n \Delta n(0)}{L_{ni}} \operatorname{csch} \frac{l}{L_{ni}} \right] [l - L_{ni}] + \right.$$

$$+ (l - L_{ni}) e^{-\frac{2l}{L_{ni}}} \left[(b + 1) n_0 \right]^{-1} + \left[\gamma_n j - \frac{q D_n \Delta n(0)}{L_{ni}} \operatorname{cth} \frac{l}{L_{ni}} \right] \times \\ \times [L_{ni} (1 - e^{-\frac{2l}{L_{ni}}}) - 2l e^{-\frac{l}{L_{ni}}} [\Delta n(0)]^{-1}] (q \mu_p)^{-1}. \quad (15)$$

Зависимость $\Delta n(0) = f(j, \gamma_n)$ определится из уравнения для суммарного тока в сечении $x=0$. Из (1) — (3) с учетом (7), (11), соотношения $\delta \ll \Delta n$, Δp и выражений для C_1 и C_3 при $x=0$ получим уравнение

$$\frac{2}{\operatorname{th} \frac{l}{L_{ni}}} \frac{q D_n}{L_{ni}} [\Delta n(0)]^2 + [bj - (b + 1) \gamma_n j + \\ + (b + 1) \frac{q D_n n_0}{L_{ni}} \operatorname{cth} \frac{l}{L_{ni}}] \Delta n(0) - (b + 1) n_0 \gamma_n j = 0. \quad (15)$$

Физический смысл имеют только $\Delta n(0) > 0$. Напряжение на инжектирующем $m-i$ контакте значительно меньше напряжения на длинной i -области. Поэтому ВАХ длинной $m-i$ структуры описывается уравнениями (15) и (16).

Из (15) следует, что падение напряжения на исходном сопротивлении i -области за счет модуляции ее сопротивления неравновесными носителями уменьшается, а за счет влияния коэффициента инжекции $m-i$ контакта на величину ее квазинейтральности увеличивается.

Список литературы: 1. Стафеев В. И. Модуляция длины диффузионного смещения как новый принцип действия полупроводниковых приборов. — Физика твердого тела, 1959, 1, № 6, с. 841—847. 2. Стафеев В. И. Влияние сопротивления толщи полупроводника на вид вольт-амперной характеристики диода. — Журн. техн. физики, 1958, 28, № 8, с. 1631—1641. 3. Грибников З. С. Теория инжекции носителей тока в длинных диодах. — Физика твердого тела, 1965, 7, № 1, с. 251—257.

Поступила в редколлегию 06.02.82.

УДК 621.385.1

В. И. ЧЕБОТАРЕВ, канд. физ.-мат. наук,
В. М. БАКУМЕНКО, канд. физ.-мат. наук

КОМБИНИРОВАННЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ СХЕМЫ НА ТУННЕЛЬНОМ ДИОДЕ

Рассмотрим схему с туннельным диодом (рис. 1, а), которая при различных определенных значениях параметров элементов используется в качестве резонансного усилителя, автогенератора гармонических колебаний, автогенератора релаксационных

колебаний или триггера. Покажем, что в этой схеме возможно сочетание триггерного и автоколебательного режимов. Для анализа процессов используем метод фазовой плоскости [1].

Заменяя диод эквивалентной схемой в виде нелинейного сопротивления с вольт-амперной характеристикой (ВАХ) N -типа

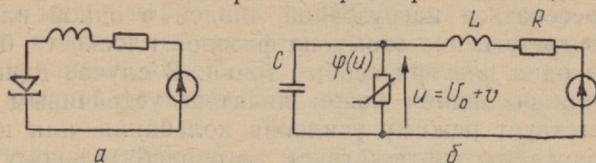


Рис. 1

и емкости C , подключенной параллельно этому сопротивлению, получим схему исходной цепи, представленную на рис. 1, б.

Пусть основная рабочая точка выбрана в середине падающего участка ВАХ диода A (рис. 2). Относительно этой точки осуществим аппроксимацию ВАХ укороченным полиномом третьей степени

$$\varphi(v) = -k_1 v + k_2 v^3, \quad (1)$$

где k_1 — коэффициент, определяющий крутизну ВАХ в рабочей точке. С помощью законов Кирхгофа запишем уравнение, опи-

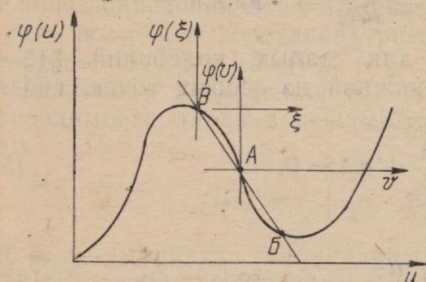


Рис. 2

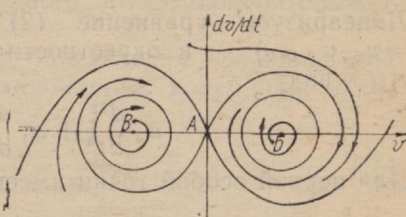


Рис. 3

сывающее колебания напряжения v относительно постоянной составляющей, определяемой положением рабочей точки на ВАХ $\varphi(u)$ диода:

$$LC \frac{d^2 v}{dt^2} + (RC - Lk_1 + 3Lk_2 v^2) \frac{dv}{dt} + (1 - Rk_1 + Rk_2 v^2)v = 0. \quad (2)$$

Введем в рассмотрение фазовую плоскость, в качестве координат которой выберем переменные величины v и $y = \frac{dv}{dt}$. Состояния равновесия схемы, имеющие место, когда $\frac{d^2 v}{dt^2} = 0$ и $\frac{dv}{dt} = 0$,

определяют координаты особых точек фазовой плоскости уравнениями

$$v(1 - Rk_1 + Rk_2 v^2) = 0; \quad y = 0. \quad (3)$$

В зависимости от соотношения величин R и k_1 ВАХ диода может пересекаться нагрузочной линией в одной или в трех точках. Соответственно этому на фазовой плоскости будут располагаться одна или три особые точки. В случае единственной особой точки последняя может являться устойчивым фокусом, что соответствует режиму усиления колебания, или неустойчивым фокусом, что соответствует автоколебательному режиму. В случае наличия трех особых точек схема характеризуется двумя устойчивыми состояниями, что позволяет использовать ее в качестве триггера. Однако, как будет показано ниже, при определенных условиях в каждом из двух состояний триггерного режима возможно существование автоколебаний небольшой амплитуды.

Пусть $Rk_1 > 1$, что соответствует пересечению ВАХ диода нагрузочной линией режима постоянного тока в трех точках A , B и C . Из условия (3) находим координаты особых точек фазовой плоскости:

$$v_A = 0; \quad v_{B,C} = \pm \sqrt{\frac{Rk_1 - 1}{Rk_2}}; \quad y_{A,B,C} = 0. \quad (4)$$

Линеаризуем уравнение (2) для малых колебаний ξ ($\xi = v - v_{A,B,C}$) в окрестности каждой из особых точек, сводя его к виду

$$a_0 \frac{d^2 \xi}{dt^2} + a_1 \frac{d\xi}{dt} + a_2 \xi = 0. \quad (5)$$

Для первой особой точки имеем

$$LC \frac{d^2 \xi}{dt^2} + (RC - Lk_1) \frac{d\xi}{dt} + (1 - Rk_1) \xi = 0. \quad (6)$$

В силу исходного предположения $Rk_1 > 1$ в этом уравнении $a_2 < 0$ и, следовательно, особая точка A является седлом, сепаратрисса которого разделяет фазовую плоскость на две области.

Для особых точек B и C получаем

$$LC \frac{d^2 \xi}{dt^2} + \left(RC + 2Lk_1 - \frac{3L}{R} \right) \frac{d\xi}{dt} + 2(Rk_1 - 1)\xi = 0. \quad (7)$$

В этом уравнении $a_2 > 0$ и поэтому B и C не являются седлами. Если коэффициент a_1 в (7) положителен, тогда B и C — устойчивые фокусы (или узлы), что соответствует обычному триггерному режиму цепи. Однако, наличие в a_1 отрицательного слагаемого указывает на возможность такого соотношения пара-

метров схемы, при котором a_1 принимает небольшое отрицательное значение, и тогда особые точки B и B являются неустойчивыми фокусами, характеризующими нарастающие колебания в небольших окрестностях этих точек. Поскольку эти автоколебания не могут нарастать беспредельно, каждая из особых точек B и B будет окружена предельным циклом, определяющим стационарные колебания в окрестности точки B или B . Фазовый портрет процесса для этого случая представлен на рис. 3.

Амплитуды стационарных колебаний, существующих около одной (B) или другой (B) рабочей точки ВАХ диода, найдем методом эквивалентной линеаризации, основанном на принципе гармонического баланса [2]. Осуществляя перераспределение ВАХ относительно точек B и B , получим

$$\varphi(\xi) = \left(2k_1 - \frac{3}{R} \xi \pm 3 \right) \frac{k_1 - 1}{Rk_2} \xi^2 + k_2 \xi^3. \quad (8)$$

Для осуществления нарастающих автоколебаний в окрестности точки B и B необходимо, чтобы коэффициент при первой степени ξ , определяющий крутизну в рабочей точке, принимал отрицательное значение. С учетом неравенства $Rk_1 > 1$ находим условие, определяющее соотношение параметров k_1 и R , при которых возможно сочетание триггерного и автоколебательного режимов: $1 < Rk_1 < 1,5$ (9).

Используя разложение (8) для определения эквивалентной проводимости диода в режиме стационарных колебаний, находим

$$G_{\text{экв}} = - \left(\frac{3}{R} - 2k_1 \right) + \frac{3}{4} k_2 \xi_{\text{ст}}, \quad (10)$$

где $\xi_{\text{ст}}$ — амплитуда стационарных колебаний.

Представляя нелинейное сопротивление $\varphi(u)$ (рис. 1, б) эквивалентной проводимостью $G_{\text{экв}}$, находим характеристическое уравнение линеаризованной цепи:

$$v(p) = LCp^2 + (LG_{\text{экв}} + CR)p + 1 + RG_{\text{экв}}. \quad (11)$$

Условием стационарности колебаний является равенство нулю в уравнении (11) коэффициента при первой степени комплексной переменной p . Откуда получим

$$\xi_{\text{ст}} = 2 \sqrt{\frac{\left(\frac{3}{R} - 2k_1 - \frac{C}{L} R \right)}{3k_2}}. \quad (12)$$

Это выражение имеет смысл, если $3/R - 2k_1 > C/LR$, что позволяет определить, учитывая неравенство (9), соотношение величин всех элементов схемы для обеспечения рассматриваемого комбинированного режима работы цепи.

Таким образом, в схеме с туннельным диодом возможно получение триггерного режима, характеризуемого двумя устойчивыми состояниями (для точек B и B'), но в отличие от обычного триггерного режима в каждом из устойчивых состояний в схеме существуют автоколебания небольшой амплитуды.

На практике рассмотренный идеализированный случай, в котором ВАХ диода описывается нечетной функцией относительно точки A , реализовать невозможно. Поэтому в силу асимметрии ВАХ диода амплитуды колебаний около точек B и B' являются неодинаковыми и, в частности, около одной из точек колебания могут не возбуждаться. Это обстоятельство можно использовать для индикации состояния триггера.

Список литературы: 1. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний.— М.: Физматгиз, 1959.— 915 с. 2. Хьюз В. Нелинейные электрические цепи.— М.: Энергия, 1967.— 336 с.

Поступила в редколлегию 07.12.79.

УДК 621.382.2

В. М. БАКУМЕНКО, канд. физ.-мат. наук, В. В. БАКУМЕНКО,
В. И. ЧЕБОТАРЕВ, канд. физ.-мат. наук

АНАЛИЗ МЕХАНИЗМА РЕЛАКСАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В АМОРФНЫХ ОКИСЛАХ

Аморфный диод, созданный на основе окислов Nb_2O_5 и имеющий S -образную вольт-амперную характеристику, подключим к внешней цепи, содержащей источник напряжения E и нагрузочное сопротивление R . При соответствующем подборе значений E и R в цепи возникают релаксационные колебания, характер которых определяется емкостью диода C и процессами в тонких каналах, образованных при формовке аморфных диодов.

Для анализа этих процессов привлечем механизм двойной инжекции, использованный ранее для халькогенидных диодов [1]. Согласно этому механизму приложенное к диоду напряжение U приводит к накоплению на границах окисла (вблизи отрицательного и положительного электродов) пространственных зарядов вследствие туннельного перехода электронов и дырок. При малых значениях U диффузионная длина пути зарядов обоих типов в канале значительно меньше расстояния между электродами, области пространственных зарядов разделены зоной окисла, обедненной носителями, и поэтому проводимость диода низкая. При увеличении U области пространственных зарядов в канале смещаются друг к другу и при некотором значении напряжения начинают перекрываться. В области перекрытия происходит рекомбинация носителей и проводимость канала, а следовательно, и диода резко возрастает. Напряже-

ние на диоде уменьшается. Проводящее состояние канала в течение некоторого промежутка времени сохраняется благодаря достаточно большому току инжекции, обусловленному разрядом емкости диода C . Затем восстанавливается низкое значение проводимости диода, и процесс повторяется сначала.

Используя метод зонной аппроксимации [2], представим сопротивление канала в виде суммы сопротивлений R_1, R_2 участков с высокой — σ_1 и низкой — σ_2 удельными проводимостями. Если d — полная длина канала, l — длина участка с высокой проводимостью, а S — площадь поперечного сечения, то $R_1 = l/S\sigma_1, R_2 = (d-l)/S\sigma_2$. Учтем емкость диода C и на основе 1-го закона Кирхгофа запишем уравнение процесса

$$\frac{dU}{dt} + \frac{1}{C} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_1 + R_2} \right) U - \frac{1}{RC} E = 0. \quad (1)$$

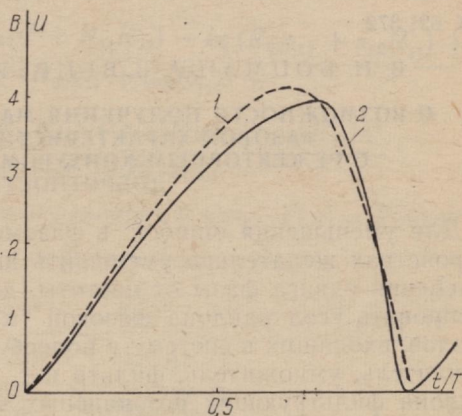
В этом выражении R_1, R_2 зависят от величины l , которая может быть определена из уравнения для скорости расширяющейся плазмы [3]

$$\frac{dl}{dt} = \left(\mu E_n - \frac{l}{\tau} \right) \theta, \quad (2)$$

где μ, τ — подвижность и время жизни носителей заряда; E_n — напряженность электрического поля в плазме; $\theta = n/(n+N)$, n, N — плотности свободных носителей и примесей.

Подстановка выражения (2) в (1) приводит к нелинейному дифференциальному уравнению второго порядка, не имеющему в общем случае аналитического представления решения. Поэтому система уравнений (1) и (2) решена численным методом. Для этого при заданном значении $t(t_0 = l_0)$ определялось напряжение U_0 , которое затем использовалось для вычисления напряженности поля E_n . Подстановкой E_n в (2) вычислялось $l'(t_0)$, а затем и $l(t_0 + \Delta t) = l_0 + l'(t_0) \Delta t$. После чего процедура повторялась.

Расчет проведен для следующих параметров образца: $d = 0,18$ мкм, $\sigma_1 = 1,05$ См/м, $\sigma_2 = 10^{-2}$ См/м, $S = 3,14$ мкм², $C = 0,02$ мкФ, $\mu = 10$ см² (В·с)⁻¹. Кроме того, полагалось $E = 70$ В, $R = 2,35$ кОм. Ориентировочно значения $\tau \cong 1$ пс, $\theta \cong 10^{-4} \div 10^{-7}$ взяты из экспериментов с халькогенидными стеклами [4] и уточ-



нялись при сопоставлении расчетов с результатами эксперимента, выполненного В. Р. Копачем для диода со структурой $\text{Nb}-\text{Nb}_2\text{O}_5-\text{MnO}_2$ при тех же параметрах структуры и внешней цепи. Наилучшее совпадение численных результатов получено при $\tau=4,2$ пс и $\theta=3,2 \cdot 10^{-7}$. Начальное значение длины участка с высокой проводимостью составляло $l_0=0,9d$, а спад напряжения заканчивался при $l=0,99d$. Так как время восстановления состояния с низкой проводимостью $\tau_b=1$ мкс [4] значительно меньше периода колебаний $T=1,3$ мс, то оно в расчетах не учитывалось.

На рисунке представлены зависимости $U(t/T)$ в пределах одного периода колебаний, полученные в результате расчета (кривая 1) и эксперимента (кривая 2). Совпадение характера зависимостей свидетельствует о том, что выбранный механизм процессов в аморфных окислах может иметь место, а приведение к численному совпадению результатов позволяет оценивать время релаксации τ и концентрацию θ свободных носителей.

Список литературы: 1. Henish H. R., Fagen E. A., Ovshinsky S. R. Qualitative theory of electrical switching processes in monostable amorphous structures.— Journ. Non-cryst. Solids, 1974, 4, p. 538—547. 2. Shaw M. P., Grubin H. L., Gastman I. J. Analysis of an Inhomogeneous Bulk «S-shaped» Negative Differential Conductivity Element in a Circuit Containing Reactive Elements.— IEEE Trans. on Electron Devices, 1973, ED-20, N 2, p. 169—178. 3. Homma K. Transient Characteristics of Semiconducting Glass Diodes.— Appl. Phys. Lett., 1971, 18, p. 198—200. 4. Костылев С. А., Шкут В. А. Электронное переключение в аморфных полупроводниках.— К.: Наук. думка, 1978.— 204 с.

Поступила в редколлегию 08.01.82.

УДК 621.372

В. И. БОЦМАН, А. З. ВЕНГЕР, В. И. МИСЕВРА

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ МАЛЫХ УГЛОВ НАКЛОНА ФАЗОВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФИЛЬТРА С РЕЖЕКТОРНЫМ КОНТУРОМ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ДОБРОТНОСТИ

Для уменьшения ошибок в фазометрических измерительных устройствах желательно уменьшить или исключить зависимость изменения сдвига фазы от частоты, для чего необходимо минимизировать угол наклона фазовой характеристики элементов и узлов, входящих в систему в полосе рабочих частот устройства (усилитель, умножитель, фильтр и т. д.). Для уменьшения угла наклона фильтрующих резонансных элементов, которые вносят наибольший вклад в фазовую характеристику, часто применяют подключение к колебательной системе дополнительного режекторного контура, однако для практического применения необходимо знать полосу частот, в которой угол наклона фазовой характеристики минимальный, и зависимость этих величин от параметров схемы.

Итак, рассмотрим пару связанных контуров, описываемую системой уравнений (1), записанных в операторной форме:

$$I_1(i\rho_{11}\eta^{(1)}(\omega) + R'_{11}) - ix_{12}(\omega)I_2 = E, \quad I_2(i\rho_{22}\eta^{(2)}(\omega) + R_{22}) - ix_{21}(\omega)I_1 = 0, \quad (1)$$

где I_1, I_2 — токи; $\rho_{11} = \sqrt{\frac{L_{11}}{C_{11}}}$; $\rho_{22} = \sqrt{\frac{L_{22}}{C_{22}}}$ — волновые сопротивления контуров; L_{11}, L_{22} — индуктивности; C_{11}, C_{22} — емкости контуров; $\eta^{(1,2)}(\omega) = \frac{\omega}{\omega_0^{(1,2)}} - \frac{\omega_0^{(1,2)}}{\omega}$ — расстройки контуров; $\omega_0^{(1)}$; $\omega_0^{(2)}$ — собственные частоты контура 1 и 2; $x_{12}(\omega) = x_{21}(\omega) = x(\omega)$ — реактивности связи контуров; R_{11}, R_{22} — сопротивления потерь в контуре; $R'_{11} = R_{11} + R_H$; R_H — приведенное нагрузочное сопротивление.

В дальнейшем рассмотрим случай, когда $\omega_0^{(1)} = \omega_0^{(2)}$, т. е. совпадающих собственных частот контуров. Тогда $\eta^{(1)}(\omega) = \eta^{(2)}(\omega)$ и для малых расстроек $\Delta\omega$ вблизи от центральной частоты $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1\right)$ получаем выражение для $\eta(\omega)$:

$$\eta(\omega) \approx 2\Delta\omega/\omega_0 \ll 1, \quad (2)$$

которым воспользуемся в дальнейшем.

Из выражения (1) легко получить передаточную функцию $T(\omega)$ в виде

$$|T(\omega)| = R_H \frac{i\rho_{22}\eta(x^2 - \rho_{11}\rho_{22}\eta^2 + R'_{11}R_{22}) - i\eta(R_{22}\rho_{11} + \rho_{22}R'_{11}) + R_{22}(x^2 - \rho_{11}\rho_{22}\eta^2 + R'_{11}R_{22}) + \rho_{22}(R_{22}\rho_{11} + \rho_{22}R'_{11})\eta^2}{\eta^2(R_{22}\rho_{11} + \rho_{22}R'_{11})^2 + (x^2 - \rho_{11}\rho_{22}\eta^2 + R'_{11}R_{22})}. \quad (3)$$

Выражение (3) можно преобразовать к виду $T(\omega) = |T(\omega)|e^{i\varphi(\omega)}$, т. е. выделить модуль и фазу передаточной функции:

$$|T(\omega)| = R_H \frac{\sqrt{\eta^2(\rho_{22}x^2 - \rho_{11}\rho_{22}\eta^2 - \rho_{11}R_{22}^2)^2 + (R_{22}x^2 + R'_{11}R_{22}^2 + \dots)^2}}{\eta^2(R_{22}\rho_{11} + \rho_{22}R'_{11})^2 + (x^2 - \rho_{11}\rho_{22}\eta^2 + R'_{11}R_{22})^2} \quad (3')$$

$$\varphi(\omega) = \arctg \frac{\eta(\rho_{22}x^2 - \rho_{11}\rho_{22}\eta^2 - \rho_{11}R_{22}^2)}{R_{22}(x^2 - \rho_{11}\rho_{22}\eta^2 + R'_{11}R_{22}) + \rho_{22}(R_{22}\rho_{11} + \rho_{22}R'_{11})\eta^2}. \quad (4)$$

Перейдем к исследованию фазовой характеристики устройства. Потребуем вначале выполнения условия

$$\rho_{11}\rho_{22}^2\eta^2 < R_{22}^2\rho_{11}, \quad (5)$$

откуда следует, если воспользоваться (2), условие на полосу частот

$$\Delta\omega < R_{22}\omega_0/2\rho_2. \quad (5')$$

Очевидно, что не (5') противоречит условию (2).

Для уменьшения угла наклона фазовой характеристики естественно потребовать при некотором $x_{\text{гp}}$ выполнения условий

$$\rho_{22}x_{\text{гp}}^2(\omega) - \rho_{11}R_{22}^2 = 0. \quad (6)$$

Однако в силу зависимости реакторного сопротивления связи от частоты условие (6) может быть выполнено лишь в некоторой точке. Для определенности будем считать, что связь индуктивная и условие (6) выполняется в точке ω_0 . Тогда из сравнения членов, отброшенных согласно (5), и величин, возникающих при нарушении условия (6), получаем выражение для ширины полосы, в которой фазовая характеристика будет иметь малый угол наклона.

$$\Delta\omega_{\varphi} \leq \omega_0 \left(\frac{R_{22}}{\rho_{22}} \right)^2. \quad (7)$$

При этом фазовая характеристика (4) может быть записана в виде

$$\varphi(\omega) \approx \eta^2 \frac{\rho_{11}\rho_{22}}{\rho_{11}R_{22} + \rho_{22}R'_{11}} \quad (8)$$

и угол ее наклона в полосе (7) можно считать чрезвычайно малым.

Проведена экспериментальная проверка получения результатов на частоте 600 МГц. Собрана схема в полосковом исполнении, где к режекторному диэлектрическому резонатору подключалась дополнительная нагрузка, позволившая изменить его добротность. Выбором параметров второго резонатора удалось получить фильтр с полосой 22 МГц с практически нулевой фазовой характеристикой в полосе 6 МГц, что хорошо согласуется с теоретическими результатами. Большое уменьшение добротности второго резонатора приводило к ухудшению фильтрующих свойств схемы.

Поступила в редколлегию 26.01.80.

Т. Н. АНИЩЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
П. И. МОСЬ ПАН, канд. физ.-мат. наук, В. Ю. ПОЛИВАНОВ,
В. П. ШЕЙКО, канд. физ.-мат. наук

К ПОВЫШЕНИЮ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВАРАКТОРНЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ КОЛЕБАНИЙ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

В современных сверхвысокочастотных радиотехнических системах в качестве гетеродинов приемных устройств и задающих генераторов передающих устройств применяются транзисторно-варакторные усилительно-умножительные цепочки. Оконечными звеньями этих цепочек являются варакторные умножители, формирующие выходной сигнал. По этой причине варакторные умножители частоты являются предметом постоянного внимания разработчиков транзисторно-варакторных цепочек [1]. Общий к. п. д. транзисторно-варакторной цепочки в основном зависит от эффективности работы варакторных умножителей частоты [2]. Исследование возможностей повышения эффективности варакторных умножителей частоты показывает, что преодоление этой проблемы связано с необходимостью решения комплексной задачи об оптимизации параметров диодов и конструкций умножительных камер. При выборе определенного типа диода задача сводится к усовершенствованию конструкции умножительной камеры.

Для экспериментальных исследований разработан удвоитель частоты с усовершенствованной умножительной камерой. Экспериментально установлено, что лучшими параметрами обладают удвоители, в которых диод хорошо согласован с источником входного сигнала и резонатором гармоник. В исследуемой конструкции удвоителя диод размещался в волноводном резонаторе гармоник перпендикулярно к его широким стенкам. Коаксиальный ввод энергии источника входного сигнала располагался перпендикулярно к широкой стенке резонатора гармоник в ее центре. При этом внутренний провод входного коаксиала заканчивается цангой, обеспечивающей надежный электрический контакт с диодом и его механическое крепление. Диаметры проводников ввода энергии и диаметры опорных диэлектрических шайб выбраны так, чтобы обеспечивалось максимальное согласование сопротивления диода с выходным сопротивлением источника. Для удобства эксплуатации устройства умножительная камера снабжена стандартным 50-омным коаксиальным разъемом типа СРГ-50-273Ф. В конструкции камеры предусмотрено широкополосное дросселирование, препятствующее просачиванию выделяемой гармоники в коаксиальный вход. Широкополосное дросселирование осуществлялось подбором длины фторопластовой шайбы, заполняющей объем дросселя. В исследо-

ванной конструкции коллекторный электрод диода имел жесткие механический и электрический контакты с широкой стенкой резонатора гармоник, что обеспечивало отвод тепла от диода. Резонатор гармоник снабжен короткозамыкателем, исключаящим потери энергии гармоник в контактах.

Выделение гармоник осуществлялось посредством полосно-пропускающего волноводного фильтра с круглыми отверстиями связи и подстроечным винтом, расположенным в широкой стенке волновода. Радиус отверстий связи был рассчитан на допустимые потери сигнала не более 0,5 дБ на оба отверстия по известной формуле [3]:

$$\alpha_t = \frac{54,6 \cdot A t}{\lambda_c} \left| 1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_0} \right)^2 \right|,$$

где α_t — затухание сигнала в отверстиях связи в дБ как затухание волны основного типа колебаний в цилиндрическом волноводе с исчезающей малой длиной; A — коэффициент формы отверстия связи (для круглого отверстия связи, диаметр которого много меньше длины волны выделяемой гармоник, близок к единице); t — толщина диафрагмы в окрестности отверстия связи; λ_c — критическая длина волны выделяемой гармоник в отверстии связи как в цилиндрическом волноводе.

В исследованном удвоителе частоты резонатор гармоник и полосно-пропускающий фильтр выполнены на основе прямоугольного волновода с поперечным сечением 11 мм × 5,5 мм. Макеты устройств исследовались на типовом лабораторном испытательном стенде [2]. Экспериментально исследованы удвоители частоты 3-сантиметрового сигнала с диодами типа 3А603 всех четырех групп от А до Г соответственно с граничными частотами 100, 150, 200, 250 ГГц. Оптимальный режим работы умножителя обеспечивался надлежащим выбором напряжения смещения рабочей точки диода посредством переменного резистора, включенного в разрыв внутреннего проводника коаксиального ввода энергии, изолированного от корпуса по постоянному току.

Исследование лабораторного макета удвоителя частоты, конструктивно выполненного с учетом изложенных выше соображений, подтвердили практическую ценность принятых мер улучшения конструкции умножительной камеры. Полученные к. п. д. удвоителей порядка 0,25; 0,30; 0,35; 0,40; для диодов соответственно групп А, Б, В, Г близки к расчетным. Исследованный метод повышения эффективности варакторных удвоителей частоты см-диапазона найдет применение и при разработке варакторных умножителей частоты мм-диапазона.

Список литературы: 1. Вережагин Е. М., Волошин А. П., Никитенко Ю. Г. Транзисторно-варакторные генераторы. — К.: Техника, 1979. — 175 с. 2. Пилипец Ю. С., Половков И. П. Варакторные умножители частоты на полосковых линиях для полупроводниковых усилительно-умножительных цепочек СВЧ. — В кн.: Полупроводниковые приборы и их применение/Под. ред. Я. А. Федотова. — М.: Сов. радио, 1970, вып. 23, с. 145—171. 3. Харвей А. Ф. Техника сверхвысоких частот/Пер. с англ. под ред. В. И. Сушкевича. — М.: Сов. радио, 1965. — Т. 1. 147 с.

Поступила в редколлегию 22.01.82.

УДК 621.372.632

А. А. АЛЕКСАНДРОВ, И. А. КУРИЛО,
В. К. МАКАРОВ, канд. техн. наук,
А. А. ПОЛЯНСКИЙ, канд. техн. наук,
А. И. САПЕЛКИН, канд. физ.-мат. наук

К ВОПРОСУ О ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЧАСТОТЫ С ВЕРХНЕЙ БОКОВОЙ ПРИ БОЛЬШИХ УРОВНЯХ СИГНАЛА

В отличие от «классических» смесителей сигналов супергетеродинных приемников [1—3] в смесителях оконечных передатчиков (далее — переносчиков) ретрансляционных станций (РТС) необходимо произвести повышение частоты выходного сигнала F_{Σ} путем суммирования частоты F_c и частоты гетеродина F_{Γ} , т. е. использовать переносчики частоты с верхней боковой. При этом мощность P_c не является малой по сравнению с P_{Γ} , а равна или превышает ее. Указанная особенность приводит к тому, что преобразователь частоты становится нелинейным устройством (имеет нелинейную амплитудную характеристику), коэффициент усиления его уменьшается, а амплитудно-частотный спектр выходного сигнала искажен по сравнению со спектром входного.

В работе [4] показано, что для диодов с линейно-ломаной вольт-амперной характеристикой отношение потерь преобразования при большом сигнале к потерям преобразования на малом сигнале $L' = L_{bc}/L_{mc}$ (нормированные потери преобразования) не зависят от конкретных параметров диода, а определяются отношением P_c/P_{Γ} . Экспериментальные исследования, проведенные с кремниевыми ТКД и диодами с барьером Шоттки [5], подтвердили справедливость линейно-ломаной аппроксимации ВАХ реальных диодов и теоретической зависимости $L'(P_c/P_{\Gamma})$ (рис. 1).

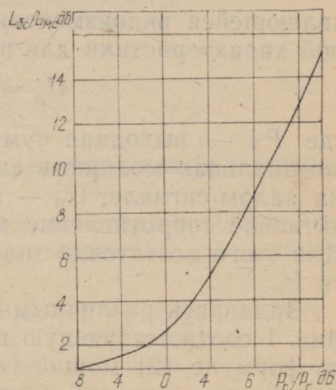


Рис. 1

Проведено исследование возможности использования результатов, полученных в работах [4, 5] для переносчиков частоты с верхней боковой, позволяющих выбрать для конкретных условий проектируемой РТС оптимальный рабочий режим переносчика, т. е. оптимальные значения P_c и P_r , при которых в наибольшей степени удовлетворяются условия: минимальные потери преобразования, минимальные искажения амплитудно-частот-

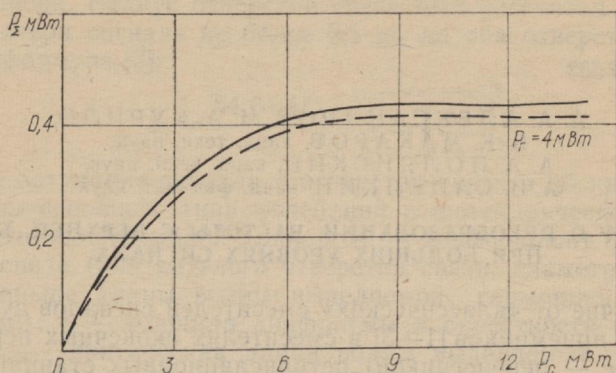


Рис. 2

ных характеристик выходного сигнала по сравнению с входным.

Пользуясь теоретической зависимостью $L(P_c/P_r)$ рис. 1, можно рассчитать амплитудные характеристики переносчика вплоть до весьма больших уровней P_c с помощью соотношения

$$P_{\Sigma} = P_c / L' L_{mc}, \quad (1)$$

являющейся видоизмененным выражением формулы амплитудной характеристики для преобразователей с нижней боковой:

$$U_p = \sqrt{P_c R_p / L' L_{mc}}, \quad (2)$$

где P_{Σ} — выходная суммарная мощность переносчика; P_c — номинальная мощность сигнала; L_{mc} — потери преобразования на малом сигнале; U_p — выходное напряжение смесителя; R_p — активное сопротивление нагрузки смесителя на частоте $F_{раз}$. Для этого достаточно знать потери L_{mc} при выбранной мощности P_r .

Задаваясь различными соотношениями P_c/P_r и определяя по рис. 1 соответствующую им величину L' , рассчитываем для них по формуле (2) мощность P_{Σ} и строим характеристику $P_{\Sigma}(P_c)$ при $P_r = \text{const}$ рис. 2 (сплошная линия). Таким же образом можно рассчитать и построить характеристику $P_{\Sigma}(P_r)$ при $P_c = \text{const}$ (рис. 3).

Экспериментальные кривые амплитудных характеристик получены на переносчике с верхней боковой, структурная схема

которого показана на рис. 4, где 1 — волновод гетеродинной частоты (22 ГГц), 2 — волновод суммарной частоты (24 ГГц), 3 — коаксиальный вход сигнала (2 ГГц), 4 — ФНЧ для развязки цепей сигнала с гетеродинной и выходной, 5 — ДБШ (АА-121А). Блок-схема установки для снятия амплитудных ха-

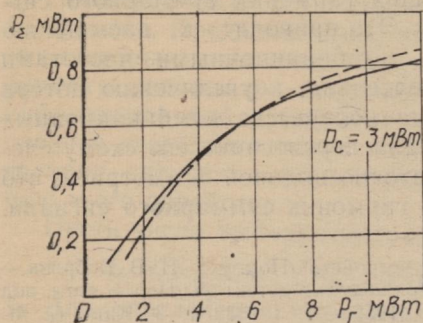


Рис. 3

рактеристик показана на рис. 5, где 1 — генератор сигнала, 2 — гетеродин, 3 — переносчик, 4 — ППФ на F_2 , 5 — измеритель мощности. Из графиков рис. 2, 3 видно, что экспериментально полученные амплитудные характеристики переносчика (пунктирная линия) хорошо совпадают с расчетными.

Характер амплитудной кривой P_2 , P_c объясняется возрастанием потерь преобразования диода при увеличении сигнала

P_c по сравнению с их величиной $L_{мс}$, соответствующей малому сигналу, при этом в режиме насыщения рост потерь диода почти пропорционален росту P_c . Зависимость $P_2(P_r)$ свидетельствует

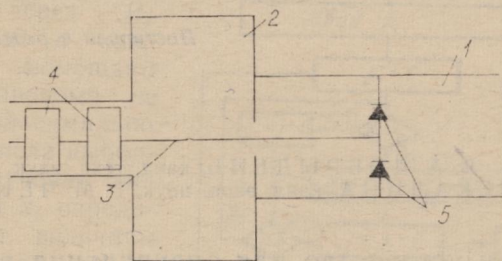


Рис. 4

о том, что с уменьшением P_c/P_r потери преобразования L уменьшаются и стремятся к величине $L_{мс}$.

Можно сделать вывод, что зависимость потерь преобразования смесителя от мощностей сигнала гетеродина, полученная теоретически в работе [4] и экспериментально подтвержденная в работе [5] для преобразователей с нижней боковой с соотношением $P_c/P_r \leq 12$ дБ, можно считать справедливой и для переносчиков частоты с верхней

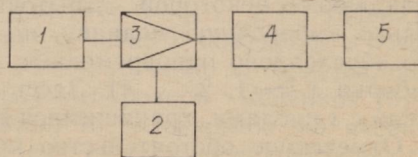


Рис. 5

боковой, что позволяет использовать ее для их расчетов при конкретных условиях проектируемой РТС.

В отличие от преобразователей с нижней боковой, работающих при больших уровнях сигнала, в переносчиках с верхней боковой мм-диапазона волн создаются более благоприятные условия для возникновения высших гармоник суммарного сигнала и их комбинаций с F_c и F_r . Это приводит к насыщению спектра сигнала паразитными комбинационными частотами в выходном волноводе, а следовательно, к увеличению потерь преобразования. Для уменьшения количества комбинационных частот в спектре выходного сигнала переносчика его схему следует выбирать балансной с достаточно высокой симметрией, что позволяет избавиться от четных гармоник суммарного сигнала.

Список литературы: 1. *Радиоприемные устройства*/Под ред. Н. В. Боброва.— М.: Сов. радио, 1971. — 495 с. 2. *Кристаллические детекторы*/Пер. с англ. под ред. Е. Я. Пумпера.— М.: Сов. радио, 1950.— Т. 1. 332 с. 3. *Клич С. М.* Проектирование СВЧ устройств радиолокационных приемников. — М.: Сов. радио, 1973. — 320 с. 4. *Лившиц В. В.* Преобразование частоты большого сигнала и расширение динамического диапазона смесительных диодов СВЧ. — Полупроводниковые приборы и их применение/Под ред. Я. А. Федотова, 1967, вып. 17, с. 173—196. 5. *Клич С. М.* К выбору рабочего режима полупроводникового смесителя АПЧ радиолокационного приемника. — Полупроводниковые приборы и их применение/Под ред. Я. А. Федотова, 1970, вып. 23, с. 261—275.

Поступила в редколлегию 30.01.82.

УДК 621.3

В. А. ДОБРЫДЕНЬ, канд. техн. наук,
Э. П. ЧЕКАЛИНА, канд. экон. наук, Г. М. ЧЕКАЛИН

АЛГОРИТМ И УСТРОЙСТВО ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫБОРОЧНОЙ МЕДИАНЫ

В технике сантиметровых волн часто возникает необходимость в статистической оценке параметров систем при наличии помех с помощью выборочной медианы [1, 2]. В работе [3] изложен новый алгоритм этого класса, позволяющий экономить используемую память, и описано реализующее его устройство, обладающее некоторой избыточностью, — оно определяет не только выборочную медиану, но и все порядковые статистики, что обусловлено одновременным сравнением очередного числа выборки x_i ($i=1, 2, \dots, n$). Здесь n — объем выборки, нечетное число с s числами, хранящимися в памяти ($s=(n+1)/2$).

Отмеченное обстоятельство приводит к значительной сложности схемы, так как каждый из s блоков анализа чисел (БАЧ) устройства содержит цифровой компаратор (ЦК).

Описаны модификация алгоритма, предложенного в работе [3], ориентированная на использование одного ЦК, и вычислительное устройство, работающее согласно этой модификации. Устройство оказывается заметно проще известного [4], что достигается ценой некоторого снижения быстродействия, поскольку сравнение чисел осуществляется при этом последовательно во времени. Предполагается, что числа выборки вырабатываются некоторым источником чисел, в качестве которого могут фигурировать, например, цифровой измерительный прибор или цифроаналоговый преобразователь, причем команда на формирование очередного числа подается в такой момент, чтобы ко времени окончания формирования числа устройство было готово к его обработке.

Пусть числа выборки упорядочены следующим образом:

$$x_{i_1} \leq x_{i_2} \leq \dots \leq x_{i_{s-1}} \leq x_{i_s} \leq x_{i_{s+1}} \leq \dots \leq x_{i_n}. \quad (1)$$

Для определения выборочной медианы $\mu = x_{i_s}$ достаточно хранить в памяти не более s чисел выборки одновременно [3].

Суть алгоритма, использующего последовательное сравнение чисел (рис. 1), состоит в следующем. Пусть имеются s ячеек памяти, пронумерованных натуральными числами. Содержимое j -й ячейки обозначим через R_j . Предварительно в каждую ячейку помещают число M , заведомо не меньшее максимально возможного числа выборки. После получения очередного числа x_i определяют значение величины p — наименьший номер ячейки, содержимое которой удовлетворяет условию $x_i \geq R_j$ (2). Если такое значение j не существует, т. е. $x_i > R_s$ (3), то полагают $p = s + 1$.

Содержимое всех ячеек с номерами $p, p+1, \dots, s$ сдвигают вправо, т. е. полагают $R_j = R_{j-1}$ для $j = s, s-1, \dots, p+1$ (очевидно, при $p = s$ сдвиги не производят), а число x_i помещают в освободившуюся p -ю ячейку (если $p = s+1$, то число x_i теряется, оно в этом случае не может оказаться выборочной медианой [3]). Ясно, что если сдвиг производится, то содержимое s -й ячейки теряется. Величина p определяется путем последовательного сравнения x_i с $R_1, R_2, \dots$ до нахождения j , удовлетворяющего неравенству (2), либо до выполнения s сравнений, дающих отри-

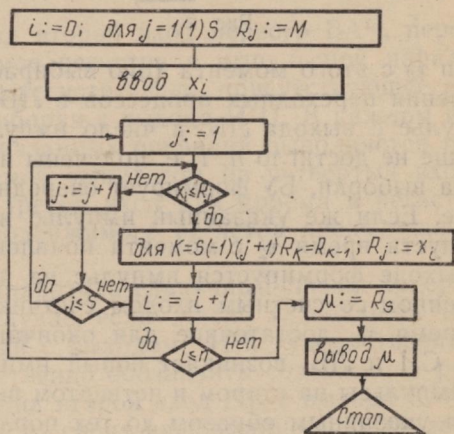


Рис. 1

пательный результат, что свидетельствует о выполнении условия (3).

Блок-схема устройства (рис. 2) содержит: ИЧ — источник чисел выборки; БУ — блок управления; БАЧ_{*j*} — *j*-й блок анализа чисел (*j*=1, 2, ..., *s*); КМ — коммутатор; ЛБ — логический блок; СИ — счетчик импульсов.

Импульс, подаваемый на вход ИЧ, вызывает появление на его выходе двоичного позиционного кода очередного числа выборки в параллельной потенциальной форме.

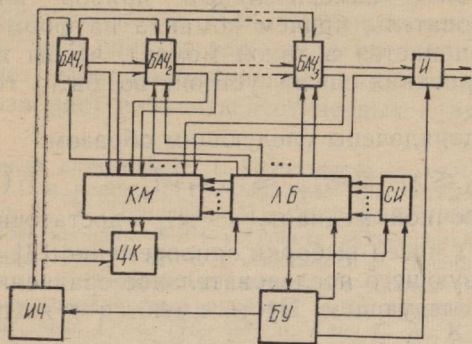


Рис. 2

Блок управления генерирует — после запуска всего устройства — короткий запускающий импульс на первом выходе, соединенном со входом ИЧ; спустя время τ_1 , достаточное для формирования числа блоков ИЧ, появляется импульс на втором выходе БУ, соединенном со входом ЛБ. Если в течение времени

τ_2 с этого момента (оно выбирается достаточным для завершения переходных процессов в ЛБ) на вход БУ поступает импульс с выхода ЛБ, а число импульсов на первом выходе БУ еще не достигло *n*, т. е. получены и обработаны еще не все числа выборки, БУ формирует очередной импульс на первом выходе. Если же указанный импульс на вход БУ не поступает, то спустя время τ_2 с момента появления импульса на его первом выходе формируется импульс на четвертом выходе БУ, соединенном со счетным входом счетчика СИ, а затем спустя еще время τ_3 , достаточное для окончания переходных процессов в СИ и ЛБ, возникает новый импульс на втором выходе БУ. Импульсы на втором и четвертом выходах БУ будут чередоваться указанным образом до тех пор, пока (после очередного импульса на втором выходе) не поступит импульс на вход БУ, после чего очередной импульс на четвертом выходе не появится: описанное чередование прекращается. Если к этому времени число импульсов, сформированных на первом выходе БУ, равно *n*, то БУ генерирует импульс на третьем выходе, соединенном с импульсным выходом элемента И, и возвращается в исходное состояние, в котором импульсы на всех его выходах отсутствуют; в противном случае он формирует очередной импульс на первом выходе. Иначе говоря, БУ (после формирования импульса на первом выходе) формирует периодические чередующиеся импульсы на втором и четвертом выходах до тех пор, пока (по-

Структура первого БАЧ показана на рис. 3. Остальные БАЧ имеют одинаковую структуру, показанную на рис. 4. Условные

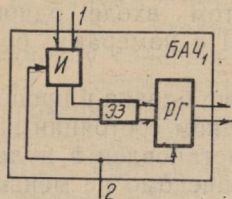


Рис. 3

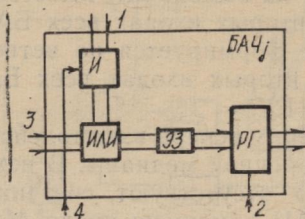


Рис. 4

Импульс, поступающий на второй вход первого БАЧ, передает на его выход содержимое регистра в импульсной параллельной форме и помещает в регистр число, присутствующее на первом входе БАЧ (число выборки с выхода ИЧ). В каждом из остальных БАЧ вторая из указанных операций выполняется по отдельной команде, подаваемой импульсом на четвертый вход блока; кроме того, имеется третий вход для приема в регистр (через блоки ИЛИ и ЭЗ) содержимого регистра предыдущего БАЧ.

На выходе цифрового компаратора единичный сигнал присутствует в том и только том случае, если число x_i , поданное на его первый вход, соединенный с выходом ИЧ, удовлетворяет условию (2) (через R_j естественно обозначить содержимое регистра j -го БАЧ, подаваемое на второй вход ЦК с выхода КМ). Коммутатор соединяет любой из своих информационных входов, т. е. выход любого БАЧ, со вторым входом ЦК; осуществляемое соединение однозначно определяется кодовой комбинацией, поступающей на управляющие входы КМ с выхода ЛБ, по следующему правилу: если единичный сигнал присутствует на j -м управляющем входе (число этих входов равно s , и единичный сигнал может присутствовать только на одном из них одновременно), то КМ подключает ко второму ЦК выход j -го БАЧ. Управляющие входы КМ являются потенциальными, остальные — импульсными.

Логический блок выполняет следующие функции. Если в счетчике содержится число $m (m=0, 1, \dots, s-1)$, то ЛБ обеспе-

чивает подключение через КМ выхода $m+1$ -го БАЧ ко второму входу ЦК. Сигналы на остальных выходах ЛБ формируются импульсом, поступающим со второго выхода БУ. Если единичный сигнал на выходе ЦК отсутствует, то только при $m=s-1$ формируется импульс на первом выходе ЛБ, соединенном с входом БУ и со сбросовым входом СИ, при $m < s-1$ импульсы на выходах ЛБ в этом случае не возникают. Если же единичный сигнал на выходе ЦК имеется, то при $m=0$ импульс формируется на вторых входах всех БАЧ и на входе БУ; если $m>0$, то импульс формируется на четвертом входе одного, $m+1$ -го БАЧ — на вторых входах всех БАЧ с номерами, большими m , и на входе БУ.

Рассмотрим теперь взаимодействие блоков в процессе определения выборочной медианы. В исходном состоянии импульсы на выходах БУ отсутствуют, счетчик установлен в нуль, в регистры всех БАЧ помещено число M , заведомо не меньшее любого возможного числа выборки, при нулевом содержимом счетчика кодовая комбинация на выходах ЛБ, соединенных с управляющими выходами КМ, обеспечивает подключение ко второму входу ЦК выхода первого БАЧ. После запуска БУ он формирует импульс на первом выходе, вызывающий формирование на выходе ИЧ первого числа выборки x_1 . Поскольку заведомо $x_1 \leq M$, на выходе ЦК появится единичный сигнал, ввиду чего импульс со второго выхода БУ вызовет формирование импульсов на вторых входах БАЧ, на входе самого БУ и на сбросовом входе СИ. В результате содержимое регистров всех БАЧ сдвигается на одну позицию вправо, а число x_1 будет помещено в освободившийся регистр первого БАЧ, т. е. получим $R_1=x_1$, $R_2=R_3=\dots=R_s=M$; содержимое регистра последнего БАЧ при этом теряется. Второй импульс с первого выхода БУ формируется с помощью ИЧ — второе число выборки. Если $x_2 \leq x_1$, то импульс со второго выхода БУ выполнит те же действия, что и в предыдущем случае, в результате чего получим $R_1=x_2$, $R_2=x_1$, $R_3=R_4=\dots=R_s=M$. Если же $x_2 > x_1$, то единичного сигнала на выходе ЦК не будет, при этом первый импульс со второго выхода БУ не вызовет формирования импульсов на выходах ЛБ, следовательно, спустя время t_2 будет сформирован импульс на четвертом выходе БУ, устанавливающий на счетчике единицу. Кодовая комбинация, появляющаяся при этом на управляющих входах КМ, обеспечивает подключение ко второму входу ЦК выхода второго БАЧ. Поскольку $R_2=M \geq x_2$, на выходе ЦК возникнет единичный сигнал, и очередной импульс со второго выхода БУ вызовет через ЛБ формирование импульсов на втором и четвертом входах второго БАЧ и на вторых входах всех БАЧ от третьего до последнего включительно. В результате получим $R_1=x_1$, $R_2=x_2$, $R_3=R_4=\dots=R_s=M$. При этом импульс со второго выхода БУ вызовет также появление импульса на входе БУ и на сбросовом входе счетчика, благодаря чему СИ возвратится

15

ИЛИ 1, ИЛИ 2, ИЛИ 3, ИЛИ 4, ИЛИ 5, ИЛИ 6

И1, И2, И3, И4, И5, И6

ом ЦК, ом БУ, К БУ

выходе БУ не поступит импульс с выхода ЛБ, опрокидывающий триггер. Теперь импульс с выхода ЭЗ₂ пройдет через открытый ключ К₂ (ключ К₁ будет закрыт, так что на четвертый выход БУ этот импульс не поступит). Единичный сигнал на выходе блока И₀ присутствует только тогда, когда на СЧ зафиксировано число $i=n$. Если $i \neq n$, т. е. формирование выборки не закончено, импульс с выхода К₂ проходит через открытый элемент запрета через ИЛИ₁, после чего работа БУ продолжается точно так же, как и после первого (пускового) импульса на входе ИЛИ₁. Если же обработаны все n чисел выборки, то ЗП оказывается закрытым, а ключ К₃ — открытым, ввиду чего импульс с выхода К₂ проходит через К₃ на третий выход БУ. На блок-схеме не показаны обычные элементы усиления и формирования сигналов, необходимые для поддержания циркуляции импульсов, но не меняющие алгоритм работы блока.

Входы дешифратора соединены с выходами СИ, а его выходы — с управляющими входами коммутатора и с первыми входами элементов I_1 — I_2 . Потенциальный вход А элемента I_2

соединен с выходом ЦК, импульсный вход В — со вторым выходом БУ, а выход — со вторыми входами элементов I_1 — I_4 . Выход элемента I_1 соединен со вторым входом БУ. Выход элемента I_1 соединен со вторым входом БАЧ₁, выходы элементов $I_2, I_3, \dots, I_4$ — с четвертыми входами, а выходы элементов ИЛИ₁, ИЛИ₂, ..., ИЛИ₃ — со вторыми входами БАЧ₂, БАЧ₃, ..., БАЧ_s соответственно. Пусть на СЧ установлено число m . Тогда единичный сигнал присутствует на единственной $m+1$ -й выходной шине дешифратора, соединенной с потенциальным входом $m+1$ -го элемента I_j . Импульс, поступающий со второго выхода БУ на импульсный вход В элемента I_5 , проходит через него только при наличии единичного сигнала на выходе ЦК (т. е. на входе А элемента I_5). Пусть этот сигнал имеется. Тогда импульс с выхода I_5 пройдет только через один, а именно, через $m+1$ -й элемент И, т. е. на четвертый вход только одного, $m+1$ -го, БАЧ или при $m=0$ —на второй вход первого БАЧ. Кроме того, этот же импульс через элементы ИЛИ₁ — ИЛИ₃ пройдет на вторые входы $m+1$ -го и всех последующих БАЧ, что и требовалось для нормальной работы устройства. Импульс с выхода I_6 поступает на вход БУ только тогда, когда единичный сигнал присутствует на выходе ЦК или когда в счетчике СЧ зафиксировано число $s-1$ (единичный сигнал на s -й выходной шине ДШ), т. е. проведено сравнение очередного числа выборки с содержимым регистра последнего БАЧ.

Сравнение описанного устройства с устройством [4] показывает, что из состава первого БАЧ удастся исключить цифровой компаратор и ключ, а многоразрядный элемент И существенно упростить — он имеет два входа вместо трех в устройстве [4]. Из состава каждого из остальных оказывается возможным исключить цифровой компаратор, ключ и элемент неравнозначности, а элемент И упростить аналогично такому же элементу первого БАЧ.

Сокращение объема аппаратуры позволит в тех случаях, когда не требуется максимальное быстродействие, существенно упростить контрольно-измерительные системы, содержащие в своем составе устройства для определения выборочной медианы.

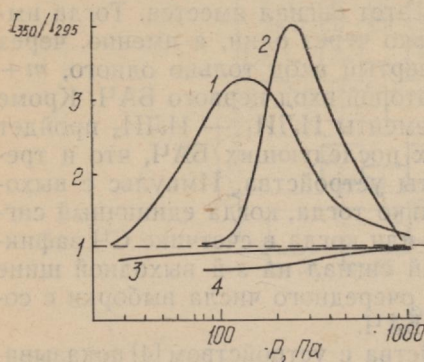
Список литературы: 1. Введение в теорию порядковых статистик/Под ред. А. Сархана, Б. Гринберга. — М.: Статистика, 1970. — 412 с. 2. Гальбо Е. П., Челпанов И. В. Обработка сигналов на основе упорядоченного выбора. — М.: Сов. радио, 1976. — 344 с. 3. А. с. 607226 (СССР). Устройство для определения медианы/В. А. Добрыдень. — Оpubл. в Б. И., 1978, № 18.

Поступила в редколлегию 16.02.82.

В. А. ТИМАНЮК, В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

К ВОПРОСУ О СПЕКТРАЛЬНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПРИМЕСИ
РТУТИ В РАЗРЯДЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Разряд с полым катодом широко применяется для количественного анализа твердых веществ [1] и смеси газов. Чувствительность определения различных элементов в разряде с полым катодом



выше, чем при использовании стандартных источников возбуждения — дуги и искры. При этом чувствительность анализа с использованием полого катода зависит от правильного выбора конструкции трубки, давления газа, режима разряда [2—3] и т. д.

Цель настоящей работы — исследовать влияние температуры катода на чувствительность спектрального анализа примеси ртути к инертным газам. Для этой цели выбраны газы с резко

отличающимися потенциалами ионизации — гелий и криптон. Примесь ртути в разряде присутствовала из-за ртутного манометра в экспериментальной установке. Измерения проведены в разрядной трубке с никелевым цилиндрическим полым катодом диаметром 7,5 мм и длиной 50 мм при непрерывной прокачке рабочего газа. Спектр разряда регистрировался монохроматором УМ-2 с фотоумножителем ФЭУ-35. Температуру катода изменяли, пропуская через кожух, окружающий катод, нагретую или холодную воду, и измеряли термопарой.

На рисунке приведена зависимость от давления газа относительного изменения интенсивности спектральных линий при нагреве катода от 295 до 350 К. Кривые 1, 2 — изменение интенсивности линии ртути 435,8 нм при разряде в криптоне и гелии соответственно, кривая 3 — линия криптона 557 нм, 4 — линия гелия 492,2 нм.

Эксперимент показал, что интенсивность всех линий основного газа при увеличении температуры катода уменьшается, причем с понижением давления газа отношение I_{350}/I_{295} монотонно убывает. Интенсивность линий ртути при нагреве катода возрастает, причем зависимость I_{350}/I_{295} от давления немонотонна. Это свидетельствует о том, что наблюдающееся явление связано

с проявлением эффекта полого катода. Максимум относительно увеличения интенсивности линий ртути совпадает с максимумом зависимости напряжения горения от давления соответствующего рабочего газа.

Таким образом, проведенное исследование показывает, что температура катода существенно влияет на спектральные характеристики разряда с полым катодом. В частности, при более высокой температуре катода чувствительность анализа инертных газов на примесь ртути может быть повышена в 3—4 раза. При этом давление газа следует выбирать в области максимума зависимости напряжения горения от давления. В этой области концентрация плазмы максимальна [4] и экстремальный характер повышения интенсивности линий ртути свидетельствует о значительной зависимости энергии группы медленных электронов от температуры катода.

Список литературы: 1. О возможности определения благородных металлов в рудах с помощью горячего полого катода/Н. А. Загорина, М. М. Кобас-Оранда, Н. М. Орлова, А. А. Петров.— Журн. прикл. спектроскопии, 1979, 31, вып. 3, с. 404—407. 2. Niemczuk T., Erspamer J. Preparation of cathodes for use in demountable hollow cathode lamps.— Appl. Spectrosc., 1979, 33, № 1, p. 61—62. 3. Конструкция и эксплуатационные характеристики спектральных ламп типа ЛСП/И. М. Весельницкий, Ю. Д. Игнатьев, С. М. Мельникова, А. В. Фломберт.— Журн. прикл. спектроскопии, 1968, 29, вып. 5, с. 911—915. 4. Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Исследование параметров плазмы в разряде с полым катодом в гелии.— Журн. техн. физики, 1976, 46, вып. 7, с. 1449—1458.

Поступила в редколлегию 05.01.82.

УДК 53.087.9.621

С. П. МОВЧАН, В. С. АШАНИН, В. А. БЛИЗНЮК,
А. А. СТЕПАНОВ

ИЗМЕРИТЕЛЬ ПРОХОДЯЩЕЙ МОЩНОСТИ СВЧ НА ОСНОВЕ СТРУННОГО ИНДИКАТОРА ДАВЛЕНИЯ

Предлагаемый ваттметр основан на пондеромоторном воздействии электромагнитного поля на стенки микроволнового тракта, в связи с чем практически не нарушается однородность линии передачи, повышаются ее электрическая прочность и виброустойчивость измерителя по сравнению с пондеромоторными измерителями крутильного типа [1].

Датчик давления электромагнитного поля состоит из прямоугольной или круглой тонкой мембраны 1, запрессованной в окне узкой стенки прямоугольного волновода (рис. 1). Константановая мембрана соединяется со вторичным преобразователем давления струной 2, в качестве которой можно использовать стандартные растяжки ленточного типа для электроизмерительных приборов из платино-серебряного сплава Пл-Ср ГОСТ 9444-74. Струна 2 находится в поле постоянного магнита 3, закрепленного с помощью стойки на волноводном тракте.

Принцип действия измерителя на основе мембранно-струнного преобразователя давления следующий. Мощность P электромагнитной волны типа H_{10} , проходящая по волноводу с внутренними размерами a, b , в случае согласованной нагрузки вызывает среднее удельное давление на боковую стенку [1]:

$$q = \frac{P}{c} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2 \frac{\lambda_b}{\lambda_0} \frac{1}{ab}, \quad (1)$$

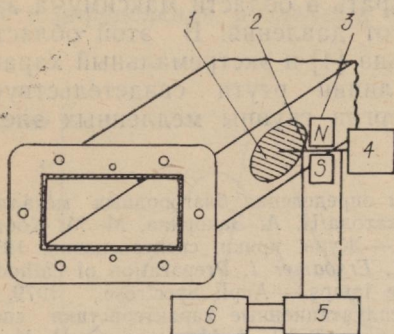


Рис. 1

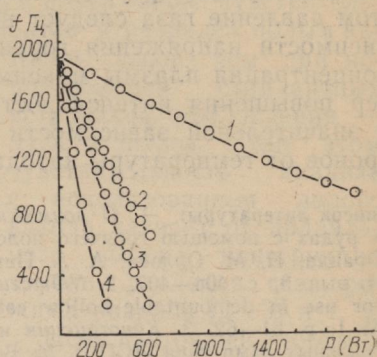


Рис. 2

где c, λ_0 — скорость волны и ее длина в свободном пространстве соответственно; $\lambda_b, \lambda_{кр}$ — длина волны в волноводу и практическая длина волны.

В случае рассогласованной нагрузки ($K_{ст.в} > 1$) появляется зависимость давления, оказываемого стоячей волной на узкую стенку волновода, от коэффициента отражения нагрузки и текущей, продольной координаты z [2]:

$$q = \frac{P}{c} \frac{1}{ab} \frac{\lambda_0 \lambda_b}{\lambda_{кр}^2} \left(1 + |\Gamma|^2 - 2|\Gamma| \cos \frac{4\pi}{\lambda_b} z \right), \quad (2)$$

где $|\Gamma|$ — модуль коэффициента отражения нагрузки.

Сравнение и анализ формул (1), (2) показывает, что в любом режиме давление, оказываемое электромагнитным полем на узкую боковую стенку волновода, пропорционально уровню мощности P , зависит от частоты ($\lambda_b/\lambda_{кр}$) и не зависит от координаты y , т. е. постоянно по всей высоте боковой стенки.

Этим и определялась целесообразность расположения мембраны, первичного датчика давления, в окне стенки волновода.

Под действием сил электромагнитного поля происходит упругий прогиб мембраны на величину, пропорциональную давлению [3]:

$$\Delta x = \frac{3(1 - \mu)R^4}{(7 - \mu)d^2 E_M} q, \quad (3)$$

что в свою очередь вызывает изменение напряжения в струне:

$$\Delta\sigma = \Delta x \frac{E_c}{l} = \frac{3(1-\mu) R^4 E_c}{(7-\mu) d^3 E_M l} q, \quad (4)$$

где E_M, E_c — модули упругости мембраны и струны; μ — коэффициент Пуассона; R, d — радиус и толщина мембраны; l — длина струны.

В результате происходит изменение частоты f_0 собственных поперечных колебаний токонесущей струны в магнитном поле, которое регистрируется с помощью усилителя 5 (с положительной обратной связью) и частотомера 6 (рис. 1).

Изменение частоты колебаний струны в пределах одной гармоник в зависимости от уровня проходящей по волноводу мощности можно определить по формуле

$$f^2 \pm \frac{2}{0} = \frac{n^2 \Delta\sigma}{4l^2 \rho} = \gamma P,$$

где n — номер гармоники; ρ — плотность струны. Тогда чувствительность рассматриваемого измерителя мощности определяется в виде

$$\left| \frac{df}{dP} \right| = \frac{\gamma}{2f}, \quad (5)$$

где в случае согласованной нагрузки, т. е. с учетом формулы (1),

$$\gamma = \frac{3n^2 E_c}{4l^3 \rho} \left[\frac{(1-\mu) R^4}{(7-\mu) d^3 E_M} \right] \frac{\lambda_0 \lambda_b}{\lambda_{кр}^2} \cdot \frac{1}{c} \frac{1}{ab} \quad (6)$$

и для рассогласованной нагрузки, т. е. с учетом формулы (2),

$$\gamma = \frac{3n^2 E_c}{4l^3 \rho} \left[\frac{(1-\mu) R^4}{(7-\mu) d^3 E_M} \right] \left(1 + |\Gamma|^2 - 2|\Gamma| \cos \frac{4\pi}{\lambda_b} z \right) \times \\ \times \frac{\lambda_0 \lambda_b}{\lambda_{кр}^2} \frac{1}{c}, \frac{1}{ab}. \quad (7)$$

Анализ выражений (5), (6), (7) показывает, что наиболее существенное влияние на повышение чувствительности мембранно-струнного преобразователя давления оказывают увеличение радиуса мембраны R , уменьшение ее толщины d и рабочей длины l струны.

Исходя из этого мы выбрали следующие геометрические параметры струны и мембраны: длина струны составляла $\sim 2 \times 10^{-2}$ м, что обеспечивало снижение погрешности за счет несовершенства крепления и собственной жесткости струны в режиме заданной силы; радиус мембраны $R = (1,0-1,5) \cdot 10^{-2}$ м при толщине мембраны $d \simeq 5 \cdot 10^{-6}$ м, что обеспечивало не толь-

ко хорошую чувствительность измерителя, но и позволяло задавать значения собственной частоты колебаний мембраны, меньшими по сравнению с частотой колебаний струны.

Так как выбранная толщина мембраны сравнима с глубиной скин-слоя, то следует учитывать потери мощности на излучение через такие тонкопленочные вставки в стенках волновода и применять экранировку волноводной секции. Оценка потерь мощности производилась по методике, предложенной в работе [4].

При уровне проходящей по волноводному тракту мощности ~ 2500 Вт потери на излучение в свободное пространство составляют не более 50 дБ, т. е. порядка $0,1$ Вт/м².

Экспериментальная проверка измерителя мощности на основе струнного датчика производилась в динамическом диапазоне средней мощности 0—2000 Вт на длине волны 12 см.

Уровень мощности контролировался с помощью калориметрического измерителя типа МЗ-13/1.

Графики зависимости частоты колебаний струнного датчика от уровня проходящей мощности при различных значениях $K_{ст. в}$ приведены на рис. 2.

Результаты эксперимента подтверждают соотношение (7), т. е. рост давления на боковую стенку волновода и соответствующее увеличение чувствительности измерителя по мере увеличения $|Г|$ или $K_{ст. в}$. Так, при $K_{ст. в} = 1,4$ чувствительность составляет $\approx 0,5$ Гц/Вт, а при $K_{ст. в} = 7,4$ она возрастает на порядок и достигает $\approx 5,7$ Гц/Вт.

Зависимость чувствительности от $K_{ст. в}$, которая присуща данному типу измерителей мощности, можно существенно уменьшить за счет использования многоэлементного датчика давления электромагнитного поля [5].

Основными преимуществами разработанного измерителя проходящей мощности в диапазоне сверхвысоких частот являются его малые габаритные размеры и простота преобразования давления электромагнитного поля непосредственно в частотный выходной сигнал, удобный для введения результатов измерения в ЭВМ.

Список литературы: 1. Бокринская А. А., Скорик Е. Т. Методы измерения мощности в диапазоне сверхвысоких частот. — К.: Гостехиздат, 1962. — 290 с. 2. Орлов В. Г., Кукуш В. Д. О пондеромоторных силах, действующих на стенки прямоугольного волновода при несогласованной нагрузке. — Радиотехника, 1966, вып. 2, с. 128—132. 3. Андреев Л. Е. Упругие элементы приборов. — М.: Машиностроение, 1981. — 392 с. 4. Белявцев В. Б., Жилков В. С. Потери мощности на излучение в свободное пространство в тонкостенных СВЧ-устройствах. — Депон. в ЦНИИТЭИ, № 665 от 20.12.76. 5. О возможностях построения многоэлементного датчика давления электромагнитного поля/И. Ф. Демьянков, В. С. Жилков, В. Д. Кукуш, В. А. Пейраславец. — Радиотехника, 1972, вып. 22, с. 97—100.

Поступила в редколлегию 06.03.82.

О. Т. НИКОЛОВ, Ю. В. МАТЫС, С. В. ГАТАШ,
Г. В. ГОЛУБНИЧАЯ

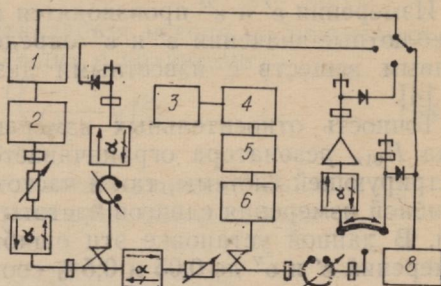
ДИЭЛЕКТРОМЕТР 3-см ДИАПАЗОНА

Измерения диэлектрических констант веществ со значительными диэлектрическими потерями представляют большой интерес при исследовании химических и биологических систем [1]. Изменения диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь различных веществ при воздействии внешних факторов обычно незначительны, и поэтому экспериментальная установка должна иметь высокую разрешающую способность.

Предложенная ранее [2] установка для диэлектрических измерений жидкостей с большими потерями требовала значительных (2—3 мин) затрат времени при проведении измерений и имела разрешающую способность по ϵ' , ϵ'' не выше 0,4 и 0,7% соответственно, что является недостаточным для ряда биофизических исследований.

Разработан диэлектрометр, обладающий высокой разрешающей способностью (точность относительных измерений его по $\epsilon' = 0,05\%$), большой скоростью измерений ($t \approx 1$ с) и с выводом результатов на самописец и на цифропечать. Это значительно расширяет область применения данного прибора, позволяет использовать его, в частности, при изучении кинетики быстрых процессов.

Структурная схема установки, представленная на рисунке, включает в себя следующие узлы: генераторный 2, отличающийся от описанного в работе [2] использованием в качестве источника СВЧ-колебаний клистрона типа К-54; блок АПЧ 1 для непрерывной подстройки частоты СВЧ-генератора по частоте измерительного резонатора, содержащего исследуемый образец, что повышает точность и ускоряет процесс измерения ϵ' ; прецизионная система измерения частоты, состоящая из частотомера 43-34а 4, приставки ЯЗ4-51 5 и преобразователя 4-5-13 6, производит непрерывное измерение резонансных частот с точностью около $2 \cdot 10^{-8}$; регистрирующее устройство 3 (самописец, ЦПУ); измерительный резонатор с типом колебаний H_{012} , конструкция которого позволяет проводить измерения при различных температурах; СВЧ-усилитель 7, включенный в цепь обратной связи системы АПЧ, предназначен для измерений при малом уровне



выходной мощности; микровольтметр типа В2-22 8 для измерения мощности СВЧ-сигнала, проходящего через резонатор; эталонный H_{01n} резонатор (добротность $> 10^4$) используется для стабилизации частоты генератора СВЧ колебаний при измерениях ϵ'' .

С целью повышения стабильности частоты СВЧ-генератора до величины $\pm 1 \cdot 10^{-7}$ в установке применено термостатирование наиболее чувствительных к действию тепла элементов СВЧ-тракта (ферритового вентиля, измерительного и эталонного резонаторов, клистрона).

Измерения ϵ' и ϵ'' производятся по известным методикам [3]. Абсолютные значения ϵ' и ϵ'' определяются по градуировочным кривым веществ с известными диэлектрическими константами [4].

Точность относительных измерений при использовании метода H_{01n} резонатора ограничивается нестабильностью как регистрирующей системы, так и частоты СВЧ-генератора, а также ошибкой измерения сдвигов частоты и ширины резонансной кривой. В данной установке эти ошибки приводят к погрешности измерений ϵ' и ϵ'' до 0,05 и 0,5 % соответственно.

Список литературы: 1. Казанский В. Б., Степин Л. Д., Ткач В. К. — Биофизика, 1963, 8, с. 112. 2. Николов О. Т., Снопик Л. М., Степин Л. Д. Измерение диэлектрической проницаемости жидкости с большими потерями в 3-см диапазоне волн. — ПТЭ, 1971, № 5, с. 147—148. 3. Гинзтон Э. Л. Измерения на сантиметровых волнах. — М.: Изд-во иностр. лит., 1960. — 180 с. 4. Шахпаронов М. И., Ахадов Я. Ю. ЖСХ, 1 65, 6, 21.

Поступила в редколлегию 19.01.82.

УДК 621.378.325

Н. А. ХИЖНЯК, д-р физ.-мат. наук,
А. А. ТАНАНЬХИН

НАГРЕВАНИЕ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЕВ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Нагревание металлических слоев (толщина металла равна длине волны излучения) импульсом падающего излучения высокой плотности энергии носит специфический характер. В этом случае происходит большое выделение энергии в малом объеме металла, что приводит к увеличению температуры в зоне облучения до сотен тысяч градусов. При этом появляется новый механизм переноса тепла в металле — лучистая теплопроводность. Существенное отличие лучистой теплопроводности от обычной заключается в том, что коэффициент лучистой теплопроводности сильно зависит от температуры, благодаря чему уравнение теплопроводности становится нелинейным. В цилиндрической системе координат оно записывается в виде [1]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{a_n}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 T^n \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (1)$$

где T — температура, зависящая от координат и времени; a_n — коэффициент лучистой теплопроводности; r — текущая координата.

Граничные условия имеют вид

$$1. \quad T = 0 \text{ при } r \rightarrow \pm \infty \quad \int Tr^2 dr = E_{\text{const}} \quad (2)$$

$$2. \quad T_0 = 0$$

$$3. \quad \frac{dT}{dt} = 0 \text{ при } r = 0 \quad \int T 4\pi r^2 dr = Q \text{ град/см}^2$$

Решение уравнения (1) составляется исходя из размерностных соображений величин, входящих в уравнение

$$T = \frac{Q}{(Q^n a_n t)^{\frac{1}{n-1}}} \varphi(\zeta), \quad (3)$$

где Q — энергия, выделяемая единицей длины источника; $\varphi\zeta$ — безразмерная функция; ξ — переменная, определяемая

$$\zeta = \frac{r}{(a_n Q t)^{\frac{1}{2(n+1)}}}. \quad (4)$$

Подставляя уравнение (3) в (1), получим обыкновенное дифференциальное уравнение для функции $\varphi(\xi)$:

$$\frac{1}{\zeta^2} \frac{d}{d\zeta} \left(\zeta^2 \varphi^n \frac{d\varphi}{d\zeta} \right) + \frac{1}{3n+2} \zeta \frac{d\varphi}{d\zeta} + \frac{3}{3n+2} \varphi(\zeta) = 0. \quad (5)$$

При условиях задачи

$$\varphi(\zeta) = 0 \text{ при } \zeta = \pm \infty; \quad \frac{d\varphi}{d\zeta} = 0 \text{ при } \zeta = 0 \quad (6)$$

решением уравнения будет функция

$$\varphi(\zeta) = \left[\frac{n}{4(n+1)} \zeta_0^2 \right]^{1/n} \left[1 - \left(\frac{\zeta}{\zeta_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{n}} \quad (7)$$

при $\xi < \xi_0$ и $\varphi(\xi) = 0$ — при $\xi > \xi_0$; ξ_0 — постоянная интегрирования, которая определяется из условия

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\zeta) d\zeta = \int_{-\zeta}^{\zeta} \varphi(\zeta) d\zeta = 1 \quad (8)$$

и равна

$$\zeta_0^2 = \left(\frac{1}{4\pi} \right)^{\frac{n}{n+1}} \frac{4(n+1)}{n}. \quad (9)$$

Окончательно температуру можно записать:

$$T = \frac{Q}{(Q^n a_n t)^{\frac{1}{n+1}}} \left[\frac{n}{4(1+n)} (\zeta_0^2 - \zeta) \right]^{\frac{1}{n}}. \quad (10)$$

Полученное решение уравнения (10) нелинейного уравнения (1) является его частным решением и носит название «автомодельное» решение.

Предположим, что это частное решение для конечного момента времени $t=t_0$ приближенно характеризует начальное распределение температурного поля. Тогда, отсчитывая время от начального момента t_0 , решение уравнения (10) представим в виде

$$T = \frac{Q}{[Q^n a_n (t + t_0)]^{\frac{1}{n+1}}} \left[\frac{n}{4(n+1)} \zeta_0^2 \right] \left[1 - \left(\frac{\zeta}{\zeta_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{n}} =$$

$$= \frac{T_0}{\left[1 + \frac{t}{t_0} \right]^{\frac{1}{n+1}}} \left[1 - \left(\frac{\zeta}{\zeta_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{n}}, \quad (11)$$

где

$$\zeta = \frac{r}{[a_n Q^n (t + t_0)]^{\frac{1}{2n+1}}} = \frac{r_0}{\left[1 + \frac{t}{t_0} \right]^{\frac{1}{n+1}}}. \quad (12)$$

Переходя к координате r , решение уравнения (1) можно записать:

$$T = T_0 \left(1 - \frac{r^2}{r_\Phi^2} \right)^{\frac{1}{n}}; \quad (13)$$

где r_Φ — координата фронта, определяемая выражением

$$r_\Phi = \frac{1}{[a_n Q^n (t_0 + t)]^{\frac{1}{2n+1}}}, \quad (14)$$

T_0 — температура на оси ($z=0$), которая выражается через среднюю температуру в волне:

$$T_0 = \frac{\bar{T}}{I}; \quad I = \int_0^1 (1 - z^2)^{\frac{1}{n}} dz = \frac{\sqrt{\pi}}{n+2} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{n}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{n} + \frac{1}{2}\right)}.$$

Средняя температура определяется следующим образом:

$$\bar{T} = \frac{Q}{\pi r_\Phi^2 H},$$

где H — толщина нагреваемого металла.

Следовательно,

$$T_0 = \frac{Q(n+2)\Gamma\left(\frac{1}{n} + \frac{1}{2}\right)}{\pi^{3/2}r_\phi H\Gamma\left(\frac{1}{n}\right)}.$$

Время t в выражении (2) отсчитывается от нуля, а величины T_0 и r_0 характеризуют температуру на оси и радиус луча в начальный момент времени $t=0$.

Из (11) и (12) следует, что

$$T_0 = \frac{Q}{[a_n Q^n t_0]^{1/n+1}} \left[\frac{n}{n(n+1)} \zeta_0 \right]^{1/n}; \quad (15)$$

$$r_0 = \frac{1}{[a_n Q^n t_0]^{1/n+1}}. \quad (16)$$

Из выражения (16) можно определить t_0 :

$$t_0 = \frac{1}{a_n Q^n r_0^{n+1}}. \quad (17)$$

Окончательное выражение для распределения температурного поля в слое металла в объеме луча примет вид

$$T = \frac{T_0}{1 + a_n Q^n r_0^{n+1} t} \left(1 - \frac{r^2}{r_\phi^2} \right)^{1/n}. \quad (18)$$

Из решения уравнения (18) видно, что распределение температуры по радиусу растет почти линейно и лишь около самого фронта падает до нуля.

Список литературы: 1. Зельдович Я. Б., Компанеев А. С. К теории распространения тепла при теплопроводности, зависящей от температуры.— В кн.: К 70-летию акад. А. Ф. Иоффе. М.: Изд. АН СССР, 1950, с. 61—71.
2. Алексин В. Ф., Хижняк Н. А. О диффузии полностью ионизованной плазмы поперек магнитного поля.— Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, 1963, вып. 3, с. 332—336.

Поступила в редколлегию 21.01.82.

УДК 535 568.1(088.8)

А. П. КЛИМКО, Л. Д. СТЕПИН, канд. физ.-мат. наук,
В. Я. КОБЫЛЯНСКИЙ

О ХАРАКТЕРЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ РАССЕЯННОГО СВЕТА В ЖИДКОСТЯХ ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Явление деполаризации рассеянного света связано с анизотропией поляризуемости молекул. В общем случае поляризуете-

мость анизотропных молекул полностью описывается тензором второго ранга с компонентами α_{ik} . Для молекул, имеющих ось симметрии высшего порядка, поляризуемость характеризуется двумя величинами $\alpha_{\parallel}$, $\alpha_{\perp}$. Среднее значение поляризуемости в данном случае определяется соотношением [1]:

$$\alpha = 1/3 (\alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp}). \quad (1)$$

Рассмотрим зависимость α от длины волны. Для этого возьмем дифференциал от выражения (1), считая, что характер зависимости от длины волны у всех α_{ik} различный. Получим выражение

$$\delta\alpha = \frac{1}{3} \left(\frac{\partial\alpha_{\parallel}}{\partial\lambda} + 2 \frac{\partial\alpha_{\perp}}{\partial\lambda} \right) \delta\lambda. \quad (2)$$

В области нормальной дисперсии, где отсутствует резонансное поглощение, $\delta\alpha < 0$. Очевидно, что производные $\frac{\partial\alpha}{\partial\lambda}$ также будут отрицательны. Обозначим

$$\frac{\partial\alpha_{\perp}}{\partial\lambda} = k_{\perp}; \quad \frac{\partial\alpha_{\parallel}}{\partial\lambda} = k_{\parallel}. \quad (3)$$

Коэффициент деполяризации связан с компонентами тензора поляризуемости α_{ik} при линейно поляризованном падающем свете соотношением [2]

$$\Delta = \frac{(\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp})^2}{3\alpha_{\parallel}^2 + 8\alpha_{\perp}^2 + 6\alpha_{\parallel}\alpha_{\perp}}. \quad (4)$$

Рассмотрим зависимость Δ от длины волны. Для этого возьмем полный дифференциал от выражения (4):

$$\delta\Delta = 2(\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp})(k_{\parallel} - k_{\perp})(3\alpha_{\parallel}^2 + 8\alpha_{\perp}^2 + 6\alpha_{\parallel}\alpha_{\perp}) - \\ - (6\alpha_{\parallel}k_{\parallel} + 16\alpha_{\perp}k_{\perp} + 4\alpha_{\perp}k_{\parallel} + 4\alpha_{\parallel}k_{\perp})(\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp})^2 \quad (5)$$

(здесь использованы обозначения (3), знаменатель опущен). После несложных операций получим выражение:

$$\delta\Delta = -10\alpha_{\parallel}^2\alpha_{\perp}k_{\perp} + 20\alpha_{\parallel}\alpha_{\perp}^2k_{\perp} + 10\alpha_{\parallel}\alpha_{\perp}^2k_{\parallel} + \\ + 10\alpha_{\perp}^2\alpha_{\parallel}k_{\parallel} - 20\alpha_{\perp}^3k_{\parallel} - 10\alpha_{\parallel}^3k_{\perp} = \\ = \alpha_{\perp}\alpha_{\parallel} \left[k_{\perp}\alpha_{\perp} \left(-10\frac{\alpha_{\parallel}^2}{\alpha_{\perp}^2} - 10\frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} + 20 \right) + k_{\parallel}\alpha_{\parallel} \left(-20\frac{\alpha_{\perp}^2}{\alpha_{\parallel}^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + 10\frac{\alpha_{\perp}}{\alpha_{\parallel}} + 10 \right) \right].$$

Выражения в круглых скобках представляют собой квадратные тричлены относительно $\frac{\alpha_{||}}{\alpha_{\perp}}$ и $\left(\frac{\alpha_{||}}{\alpha_{\perp}}\right)^{-1}$. Вычислим их корни:

$$\frac{\alpha_{||}^2}{\alpha_{\perp}^2} + \frac{\alpha_{||}}{\alpha_{\perp}} - 2 = 0; \quad \frac{\alpha_{||}}{\alpha_{\perp}} = -1 \pm \frac{3}{2}.$$

Приемлем корень $\frac{\alpha_{||}}{\alpha_{\perp}} = 1$. Отрицательные значения не имеют физического смысла за пределами области резонансного поглощения. Такой же корень удовлетворяет и второму тричлену.

Знак $\delta\Delta$ определяется соотношением значений квадратных тричленов. Первый тричлен при $\frac{\alpha_{||}}{\alpha_{\perp}} > 1$ будет отрицательным,

второй — положительным. Если $k_{||}$ и $k_{\perp} < 0$, знаки тричленов поменяются на противоположные. Очевидно, что первый член

суммы, стоящей в квадратных скобках, при $\frac{\alpha_{||}}{\alpha_{\perp}} > 1$ будет больше

второго, а следовательно, значения $\delta\Delta$ будут в этом случае положительными. Таким образом, в области нормальной дисперсии для анизотропных молекул должна наблюдаться зависимость коэффициента деполяризации рассеянного света от длины волны, характер ее противоположный зависимости для α и n . Однако систематизация данных ряда авторов по измерению коэффициента деполяризации в жидкостях показывает, что в ряде случаев зависимости Δ от λ не наблюдается либо значение $\delta\Delta$ может быть положительным и отрицательным. По-видимому, это связано со значительными погрешностями при измерении Δ . Подробный анализ их приведен в работах [1, 2]. Кроме указанных в цитируемой литературе погрешностей при измерениях в коротковолновом участке с использованием пленочных поляроидов, может иметь место также значительная погрешность за счет поглощения излучения самими поляроидами. Пленочные поляроиды изготавливаются из высокомолекулярных соединений, обладающих, по-видимому, значительным поглощением вблизи ультрафиолетового диапазона.

Вещество	$\lambda_{\text{нм}}$							
	366	431,2	435,8	436	546	546,1	599	632,8
Бензол	0,44	0,248	0,43	0,43	0,42 0,43	0,43		0,44 0,44 ⁺
Метанол	—	0,09 ⁺	0,06	0,059 0,05	0,05		0,05	
Ацетон	0,14 ⁺	0,14 ⁺	—	0,166	0,17	0,17		0,25
Гексан	—	0,028	—	0,09	0,09	0,09		0,12 ⁺

Примечание. Значения Δ для различных длин волн.

Авторами проведены измерения значений Δ для некоторых жидкостей для двух длин волн по методике [3] с использованием источников плоскополяризованного излучения. Данные измерений авторов, а также данные из литературы сведены в таблице (данные авторов отмечены +). По результатам наших измерений для всех анизотропных молекул значение Δ с уменьшением длины волны падает, что согласуется с изложенными выше рассуждениями. При $\lambda=441,2$ значения Δ существенно ниже, чем у других авторов. Если наши рассуждения правильны, то этот факт может говорить о преимуществах нашего способа измерения коэффициента деполаризации, особенно в коротковолновом участке. Необходимо отметить, что в коротковолновом участке разброс значений Δ у различных авторов больше, чем в длинноволновом.

Список литературы: 1. Вукс М. Ф. Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1977. — 319 с. 2. Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света. — М.: Наука, 1965. — 511 с. 3. А. с. 819593 (СССР). Способ измерения коэффициента деполаризации рассеянного света/А. П. Климко, Л. Д. Степин, А. А. Тананыхин, Н. А. Затенко. — Опубл. в Б. И., 1981, № 13.

Поступила в редколлегию 10.01.82.

УДК 535 568.1 (088.8)

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

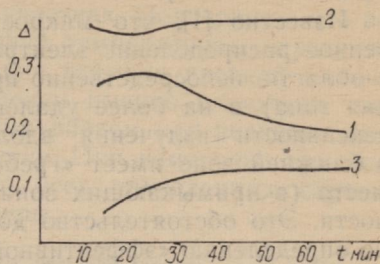
РАССЕЯНИЕ СВЕТА В РАСТВОРАХ УГЛЕВОДОВ

Известно, что коэффициент деполаризации рассеянного света связан с тензором поляризуемости молекул и отражает их анизотропную поляризуемость. Очевидно, что изменение конформации молекул приведет к изменению компонент тензора поляризуемости α_{ik} , а следовательно, и коэффициента деполаризации рассеянного света.

Многие биологически важные молекулы изменяют свою конформацию в зависимости от ряда факторов (ионной силы раствора, концентрации, температуры и др.). Эти изменения тесно связаны с функцией молекул в организме.

Одним из биологически важных соединений является глюкоза, играющая исключительную роль в энергетических процессах в организме. Установлено, что при растворении в воде αD -глюкозы удельное вращение ее изменяется с течением времени от $+106^\circ$ в свежеприготовленном растворе до $+52,5$ у равновесного раствора. Равновесие наступает спустя 70—80 мин после приготовления. С помощью методов спектрополяриметрии и ЯМР высокого разрешения было установлено, что начальный и конечный продукт реакции представляют собой циклические

соединения, пространственные изомеры. Вопрос о том, как протекает реакция, был решен с помощью метода радиоактивных изотопов*. Было показано, что в ходе превращения молекул возникает небольшое количество промежуточного продукта, представляющего собой линейные молекулы. С целью изучения возможностей метода светорассеяния для исследования конформации молекул в растворе нами были проведены измерения коэффициента деполяризации рассеянного света и интегральной интенсивности в растворах глюкозы с течением времени. На рисунке представлены результаты измерений.



По полученным данным видно, что кривая зависимости коэффициента деполяризации проходит через максимум, что свидетельствует о протекании реакции в несколько этапов. Первый этап характеризуется преобладанием образования цепных молекул. Очевидно, что их анизотропия выше, чем для замкнутых циклических молекул с тем же количеством атомов. Следствием этого и является увеличение коэффициента деполяризации рассеянного света. На следующем этапе происходит в основном замыкание кольца, преобладает образование циклической формы, изомера исходной молекулы. Через время ≈ 60 мин после растворения устанавливается конформационное равновесие в растворе и величина Δ не изменяется. Интересно отметить, что в ходе реакции интегральная интенсивность рассеянного света проходит слабо выраженный максимум (кривая 2 на рисунке). По-видимому, это связано с тем, что промежуточный продукт реакции в меньшей степени влияет на структуру воды, чем конечный и начальный. На рисунке приведены данные для $\lambda = 632,8$ нм. Аналогичные результаты были получены и при $\lambda = 441,2$ нм. Кривая 3 на рисунке показывает изменение оптического вращения для тех же условий. Многоступенчатый характер реакции не находит отражения в данных оптической активности. В то же время измерение коэффициента деполяризации несет информацию о наличии промежуточного продукта и сложном характере реакции.

Поступила в редколлегию 10.01.82.

* Б. Н. Степаненко. Химия и биохимия углеводов (моносахариды).—М.: Высшая школа, 1977.—222 с.

ИЗМЕНЕНИЕ РЕАКЦИИ ОБЛУЧАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РАССТОЯНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬ — ОБЪЕКТ

Известно [1], что микроструктура излучения — пространственное распределение электромагнитной мощности — различна в области, непосредственно примыкающей к излучателю (ближняя зона) и на более удаленных участках. Распределение интенсивности излучения вдоль направления распространения в ближней зоне имеет «гребенчатый» характер, уступая затем место (в примыкающих зонах) плавному изменению интенсивности. Это обстоятельство должно проявиться в экспериментах по определению «эффективной температуры» жидкости, подвергнутой электромагнитному облучению в разных точках вдоль направления распространения излучения, поскольку в работах [2, 3] указывалось на зависимость характера реакции облучаемой жидкости от микроструктуры облучающего поля.

Эксперимент проводился на тщательно очищенной воде объемом 0,6 см³, запаянной в стеклянную ампулу. Для этого образца была снята температурная зависимость времени ядерной магнитной релаксации, которая в дальнейшем использовалась в качестве градуировочной кривой при определении «эффективной температуры». Образец, первоначально сохранявшийся при исходной температуре t_1^0 , равной температуре измерительной ячейки ЯМР-релаксометра, подвергался получасовому облучению с помощью генератора типа 51И ($\lambda=3,2$ см, мощность 10 мВт) при той же температуре. После этого проводилось измерение времени ядерной магнитной релаксации импульсным методом [4] и определялась «эффективная температура». Следствием облучения является изменение «эффективной температуры»

$$\Delta t_{\text{эф}}^0 = t_{\text{эф}}^0 - t_1^0.$$

L мм	0	3	5	10	20
$t_{\text{эф}}, ^\circ\text{C}$	$17,8 \pm 1,4$	$21,2 \pm 1,4$	$24,8 \pm 1,4$	$26,8 \pm 1,4$	$27,0 \pm 1,4$
$\Delta t_{\text{эф}}, ^\circ\text{C}$	-4,2	-0,8	+2,8	+4,8	+5,0

В таблице приведена зависимость «эффективной температуры» от расстояния L , измеренного между открытым концом

волновода — излучателя и стенкой цилиндрической ампулы с жидкостью (наружный и внутренний диаметры ампулы — 8 и 6 мм соответственно). Температура измерений $t_1^0 = 22^\circ \text{C}$.

Как видно, реакция жидкости, облучаемой в ближней зоне (понижение «эффективной температуры»), отличается от реакции на облучение в более удаленном участке (повышение «эффективной температуры»), что соответствует различной микроструктуре излучения в указанных участках. Подчеркнем, что все сказанное относится к «эффективной температуре», определяемой опосредственно через измерения времени ядерной магнитной релаксации. В данном сообщении именно изменение «эффективной температуры» мы рассматриваем как реакцию жидкости на продолжительное облучение. При измерении традиционным способом (термопарой) во всех приведенных случаях наблюдается повышение температуры.

Список литературы: 1. Уолтер К. Антенны бегущей волны. — М.: Энергия, 1970. — 448 с. 2. Емец Б. Г. О реакции жидких систем на внешние возмущения. — Вести. Харьк. ун-та, № 216. Генерация, распространение и рассеяние электромагнитных волн, 1981, вып. 10, с. 89—94. 3. Емец Б. Г. Релаксация температуры жидкости, подвергнутой когерентному облучению. — Докл. АН УССР. Сер. А, 1981, № 6, с. 70—72. 4. Фаррар Т., Беккер Э. Импульсная и Фурье-спектроскопия ЯМР. — М.: Мир, 1973. — 164 с.

Поступила в редколлегию 12.02.82.

УДК 539.143.44:54:69

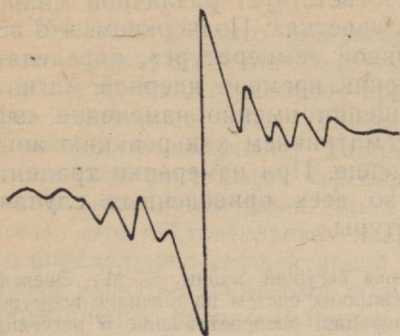
И. Н. КОМАРЬ, Б. П. ГЕОРГИЕВ

НОВЫЙ РАДИАЦИОННЫЙ ДЕФЕКТ В СИЛЬНО ОБЛУЧЕННОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ DL-ВАЛИНЕ

В обширной литературе, посвященной изучению структуры радиационных дефектов (РД) в органических кристаллах вообще и в кристаллических аминокислотах в частности, отсутствуют сведения об обнаружении спектров ЭПР-продуктов гибели РД, возникающих в облучаемых веществах (см., например, [1—3]). Это обстоятельство было малопонятно и затрудняло изучение процессов радиационного поражения органических кристаллов, полимеров и биологических тканей. В настоящей работе приводятся предварительные сведения о наблюдении таких спектров в облученных до 10^9 рад поликристаллических образцах DL-валина.

Поликристаллические образцы DL-валина облучались при естественных условиях γ -лучами Co^{60} на серийной установке типа «Исследователь». Регистрация спектров производилась на модернизированном ЭПР-спектрометре трехсантиметрового диапазона типа РЭ-1301. Обнаруженные при высоких интегральных дозах облучения (свыше $5 \cdot 10^8$ рад) необычные спектры ЭПР DL-валина приведены на рисунке.

Сопоставление этого спектра с видом и результатами интерпретации, ранее известных спектров ЭПР облученного *DL*-валина [1, 4], показывает, что в данном случае над хорошо известным спектром СР II *DL*-валина ($(\text{CH}_3)_2\dot{\text{C}}-(+\text{NH}_3)\text{CH}-\text{COO}^-$) доминирует изотропный синглет с $\Delta H_{\text{max}} \approx 15$ Гс. Литературные



данные [1—3] показывают, что наиболее вероятным источником такого сигнала в сильнооблученном кристаллическом *DL*-валине могут быть РД различных пептидных образований, по-видимому, являющихся одними из продуктов радиационного разложения кристаллических аминокислот под лучом [5].

Образование полипептидных цепей в необлученных кристаллических ами-

нокислотах при длительном их нагреве в процессе термического разложения вещества, который имеет много общего с процессом радиационного разложения, является известным фактором [6].

Список литературы: 1. Каюшин Л. П., Львов К. М., Пулатова М. К. Исследование парамагнитных центров облучения белков.—М.: Наука, 1970.—264 с. 2. ЭПР свободных радикалов в радиационной химии.—М.: Химия, 1972.—480 с. 3. Каюшин Л. П., Пулатова М. К., Кривенко В. Г. Свободные радикалы и их превращение в облученных белках.—М.: Атомиздат, 1976.—270 с. 4. Комарь И. Н., Николов О. Т. О структуре радиационного дефекта, образующегося в кристаллах *DL*-валина.—Вестн. Харьк. ун-та, № 138. Радиофизика и электроника, 1976, вып. 5, с. 101—103. 5. Комарь И. Н. Физика процессов радиационного последствия в кристаллических аминокислотах, полимерах и биологических структурах.—Тез. докл. Всесоюз. симпозиума «Магнитный резонанс в биологии и медицине».—М., 1981, с. 279—281. 6. Исследование процессов карбонизации молекулярных кристаллов аминокислот методами ЭПР- и ИК-спектроскопии/О. Т. Николов, И. Н. Комарь, В. Д. Орлов, В. Н. Невилько.—Биофизика, 1975, 20, № 5, с. 762—766.

Поступила в редколлегию 04.02.82.

УДК 539.143.44:541:69

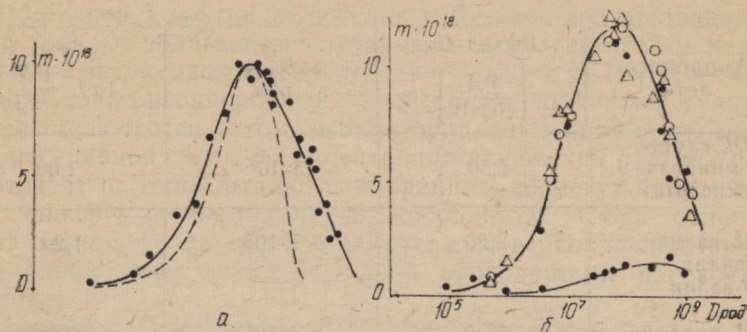
И. Н. КОМАРЬ, Т. СЕГНОУТКА

НАКОПЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ АМИНОКИСЛОТАХ

Как мы сообщали, кривые накопления (КН) радиационных дефектов (РД) в кристаллических аминокислотах при естественных условиях не насыщаются, а проходят через широкий

максимум [1], что подтверждается и проведенными в несколько других условиях работами [2]. В [3, 4] сделана попытка аналитического описания таких кривых. В данной работе сопоставлены аналитические выражения с экспериментальными результатами.

Поликристаллические образцы облучались γ лучами Co^{60} на серийной установке типа «Исследователь» при естественных ус-



ловиях. Спектры ЭПР регистрировались с помощью модернизированного радиоспектрометра типа РЭ-1301. Вторичным эталоном служила линия кристалла рубина, помещаемого в рабочий резонатор одновременно с исследуемым образцом. Интегрировались спектры с помощью механического интегратора. Погрешность относительных количественных измерений составляла 10—15%. Погрешность абсолютных измерений достигала 50%. Исследовались различные классы аминокислот различных оптически активных форм и рацематы. Типичные КН приведены на рисунке: а — *DL*-глутаминовая кислота; б — валин (● — *DL*-валин, Δ — *L*-валин, $\circ$ — *D*-валин); в — *DL*-тирозин.

Для сопоставления с использовавшейся при анализе моделью кратных поражений выбрано полученное в работе [4] первое приближение, которое учитывает в качестве парамагнитных РД только центры однократного поражения. В качестве исходных параметров при численных расчетах выбирались экспериментально определяемые величины: начальный выход РД (G_0), положение максимума КН на шкале доз ($D_{\max}$) и максимальное число накапливающихся в данной кристаллической структуре РД ($n_{\max}$). Соответствующие величины для КН, приведенных на рисунке, сведены в таблицу. Остальные параметры, входящие в используемое выражение (формула (12а) из [4]): θ — объем локализации кванта ионизирующего излучения и v_0 — объем гибели РД подбираются в процессе численных вычислений, но оказываются весьма критичными и по порядку величины ($\theta \approx 10^{-15} \text{ см}^3$; $v_0 \approx 10^{-20} \text{ см}^3$) имеющими разумные значения [4].

Как видно из рисунка, расчетные кривые (пунктирная линия) удовлетворительно описывают область максимума и вос-

ходящую ветвь КН, однако идут существенно круче нисходящей ветви. По-видимому, для описания реальных КН необходимо учитывать старшие члены разложения. КН у несвежеоблученных образцов в области максимума и ниспадающей ветви обычно идут несколько ниже, чем у свежееоблученных. Последнее указывает на необходимость в общем случае учета гибели РД из-за счет диффузионных процессов их гибели.

Аминокислоты	Выход G_d $\left[\frac{\text{РД}}{100\text{эВ}} \right]$	D_{max} рад	n_{max} $10^{19} \frac{\text{РД}}{\Gamma}$
DL-глутаминовая кислота	2,50	$5 \cdot 10^7$	1,00
DL-валин l-валин D-валин	2,20	$7 \cdot 10^7$	1,20
DL-тирозин	0,32	$4 \cdot 10^8$	0,14

Список литературы: 1. Комарь И. Н., Николов О. Т. О вторичных радиационных нарушениях в кристаллической решетке, ответственных за особенности процессов накопления и рекомбинации свободных радикалов, образующихся в γ -облученных аминокислотах.—Тез. докл. IV Международ. биофизич. конгресса, 1972, 1, с. 156—157. 2. Slifkin M. A., Iliakimakis E. The radio-protection of aminoacids by guinores.—Radiation Effects, 1976, 29, № 2, p. 241—243. 3. Комарь И. Н., Николов О. Т., Славик О. Стабилизация и накопление ЭПР — обнаружимых радиационных дефектов в кристаллических аминокислотах.—Вести. Харьк. ун-та, 1977, № 151. Радиофизика и электроника, вып. 6, с. 90—92. 4. Комарь И. Н., Славик О., Сегноутка Т. Описание накопления вторичных радиационных дефектов в молекулярных кристаллах с помощью механизма кратных поражений.—Вести. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, 1980, вып. 9, с. 89—93.

Поступила в редколлегию 04.02.82.

УДК 531.231.1

Н. М. БОГОМОЛОВ

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СЛОИСТОНЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ СО СЛУЧАЙНЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ *

Рассмотрим неограниченную по горизонтальным координатам x, y плоскостойкую одноосную среду с магнитной проницаемостью, равной 1, и диэлектрической проницаемостью $\epsilon(z) =$

$= \epsilon_t(z) I_t + \epsilon_z(z) I_z$, $I_t = \vec{x}_0 \vec{x}_0 + \vec{y}_0 \vec{y}_0$, $I_z = \vec{z}_0 \vec{z}_0$, $\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0$ — орты соответствующих осей. Пусть в такую регулярную среду погружено N включений, каждое из которых получается из неко-

* Работа выполнена при участии Н. П. Жука.

торого эталонного включения с центром в точке $\vec{R}_0 = (0, z_0)$ переносом в пространстве в точку $\vec{R}_i = (\vec{r}_i, z_i)$ и последующим поворотом на углы Эйлера $\Omega_i = (\theta_i, \varphi_i, \psi_i)$, $i = 1 \dots N$. Эталонное включение характеризуется магнитной проницаемостью, равной 1, диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\vec{R})$ и функцией формы $V(\vec{R})$, равной 1 внутри включения и 0 — вне его. Величины $\vec{R}_i$, Ω_i , $i, j = 1 \dots N$ полагаются случайными и статистически независимыми с функциями распределения $p_R(z_i)$ и $p_\Omega(\Omega_j)$ соответственно. Слоистонеоднородный характер описанной нерегулярной среды заключается в том, что материальные параметры исходной, регулярной среды и концентрация включений $\rho(z) \equiv N p_R(z)$ не зависят от горизонтальных координат, но могут явным образом зависеть от вертикальной координаты. Сюда относится и тот случай, когда среда ограничена по вертикальной координате одной либо двумя идеально проводящими плоскостями $z = \text{const}$.

Монохроматическое ($\sim e^{-i\omega t}$) электромагнитное поле в нерегулярной среде, создаваемое сторонними источниками $\vec{M}_0, \vec{J}_0$, подчиняется уравнениям Максвелла

$$\nabla \times \vec{E} - ik_0 \vec{H} = - (4\pi/c) \vec{M}_0, \quad \nabla \times \vec{H} + ik_0 \epsilon \cdot \vec{E} = (4\pi/c) (\vec{I}_0 + \sum_{i=1}^N \vec{I}_{pi}), \quad (1)$$

где $\sum_{i=1}^N \vec{I}_{pi}$ — сумма плотностей поляризационных токов по всем включениям.

Определим эквивалентную диэлектрическую проницаемость ϵ_e такой среды в соответствии с тождеством

$$\epsilon_e \cdot \langle \vec{E}(\vec{R}) \rangle \equiv \epsilon \cdot \langle \vec{E}(\vec{R}) \rangle - (4\pi/ik_0 c) \langle \sum_{i=1}^N \vec{J}_{pi} \rangle. \quad (2)$$

Цель данной работы — построение эквивалентного оператора ϵ_e , определяющего свойства слоистонеоднородной среды по отношению к статистически среднему волновому полю. В основу рассмотрения положен метод переходного оператора, развитый для однородной среды в работе [1].

Величина ϵ_e представляет в общем случае линейный интегральный оператор с ядром, разностным по горизонтальным координатам. Последнее обстоятельство обусловлено слоистонеоднородным характером среды. Поэтому в такой среде существуют пространственные гармоники среднего электромагнитно-

го поля $\vec{E}(z) \exp(i\vec{\kappa} \cdot \vec{r})$, $\vec{H}(z) \exp(i\vec{\kappa} \cdot \vec{r})$, $\vec{\kappa} = (\kappa_x, \kappa_y)$ — волновой вектор. Действие оператора ϵ_e на поля такого вида происходит, очевидно, по правилу

$$\epsilon_e \cdot (\vec{E}(z) \exp(i\vec{\kappa} \cdot \vec{r})) \equiv \exp(i\vec{\kappa} \cdot \vec{r}) \int dz' \epsilon_e(\vec{\kappa}, z, z') \cdot \vec{E}(z'), \quad (3)$$

где диада $\epsilon_e(\vec{\kappa}, z, z')$ есть ядро оператора ϵ_e в $\vec{\kappa}$ — представлении, интегрирование по z' производится в пределах всей рассматриваемой области. В приближениях работы [1] (малая концентрация включений, пренебрежение отличием эффективного поля, действующего на включение, от среднего поля) величина $\epsilon_e(\vec{\kappa}, z, z')$ дается выражением:

$$\begin{aligned} \epsilon_e(\vec{\kappa}, z, z') &= \epsilon(z) \delta(z - z') - (4\pi/ik_0 c) \int \sigma(\vec{\kappa}, z, z', z_0, \vec{\Omega}_0) \rightarrow \\ &\rightarrow \rho(z_0) p_2(\vec{\Omega}_0) dz_0 d\vec{\Omega}_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\sigma(\vec{\kappa}, z, z', z_0, \vec{\Omega}_0) = \int d\vec{r} d\vec{r}' \exp(i\vec{\kappa} \cdot (\vec{r}' - \vec{r})) \sigma(\vec{r}, \vec{r}', z, z', z_0, \vec{\Omega}_0)$

$\sigma(\vec{r}, \vec{r}', z, z', z_0, \vec{\Omega}_0)$ — переходный оператор для включения

с центром в точке $\vec{R}_0 = (0, z_0)$, получаемого из эталонного поворотом в пространстве на угол $\vec{\Omega}_0$. Отсюда, в частности, видно, что в общем случае слоистоднородная среда является пространственно диспергирующей, однородной по горизонтальным и неоднородной по вертикальной координатам. Получим из этой формулы выражения для величины ϵ_e в некоторых конкретных ситуациях.

Если размеры включения малы по сравнению с длиной волны в регулярной среде и в материале включения, нерегулярную среду можно характеризовать локальным параметром $\epsilon_e(z)$:

$\epsilon_e(\vec{\kappa}, z, z') = \epsilon_e(z) \delta(z - z')$ в виде

$$\epsilon_e(z) = \epsilon(z) + \rho(z) \int \tau(z, \vec{\Omega}_0) p_2(\vec{\Omega}_0) d\Omega_0, \quad (5)$$

где $\tau(z, \Omega_0)$ — диада поляризуемости включения с центром в точке $(0, z_0)$ и ориентацией Ω_0 . В частности, для постоянных скалярных величин ϵ , $\tilde{\epsilon}$ и сферических включений радиуса a $\pi = 4\pi a^3 (\tilde{\epsilon} - \epsilon) / (2\epsilon + \tilde{\epsilon})$, и поэтому величина $\epsilon_e(z)$ также является скалярной

$$\epsilon_e(z) = \epsilon [1 + 4\pi a^3 \rho(z) (\tilde{\epsilon} - \epsilon) / (2\epsilon + \tilde{\epsilon})]. \quad (6)$$

Если тепловые потери в нерегулярной среде отсутствуют, эквивалентный параметр ϵ_e , согласно (6), является вещественным, следовательно, малые включения приводят к изменению фазо-

вого набега среднего поля, увеличивая его при $\tilde{\epsilon} > \epsilon$ и уменьшая при $\tilde{\epsilon} < \epsilon$. Зависимость концентрации включений от вертикальной координаты обуславливает слоистый характер нерегулярной среды по отношению к среднему электромагнитному полю. Это может привести к качественной перестройке спектра собственных волн нерегулярной среды по сравнению с регулярной средой. Пусть, например, среда безгранична по z , а концентрация малых сферических включений постоянна внутри слоя $|z| < b$

и равна 0 вне его. Наличие нерегулярностей с $\tilde{\epsilon} > \epsilon$ приводит к возникновению собственных волн дискретного спектра, «захваченных» слоем [2]. Появление дискретного спектра в соответствующей краевой задаче можно исследовать стандартными методами теории возмущений [3]. Так, при конкретных значениях параметров, входящих в дисперсионные уравнения для четных и нечетных по z собственных волн TE типа, надлежащие решения могут существовать в обоих уравнениях, однако при $\rho \rightarrow 0$ асимптотическое решение существует только для четной волны дискретного спектра, волновое число которой в комплексной полуплоскости $\text{Re} \kappa \geq 0$ стремится справа к точке $\kappa = k_0 \sqrt{\epsilon}$, сливаясь с непрерывным спектром. Электрическое поле такой поверхностной волны дается выражением

$$\vec{E}(\vec{R}) = \vec{z}_0 \times \vec{n} \exp(i\vec{\kappa} \cdot \vec{r}) \cdot \begin{cases} \exp(-k_0^2 \epsilon b \Delta (|z| - b)), & |z| > b, \\ \cos k_0 z \sqrt{\Delta \epsilon} / \cos k_0 b \sqrt{\Delta \epsilon}, & |z| < b, \end{cases} \quad (7)$$

где $\Delta = 4\pi a^3 \rho (\tilde{\epsilon} - \epsilon) / (2\epsilon + \tilde{\epsilon})$: единичный вектор $\vec{n} = (n_x, n_y)$ определяет направление распространения волны; $\kappa \geq k_0 \sqrt{\epsilon}$.

В случае, когда диэлектрические проницаемости регулярной среды и включений различаются мало, последние слабо искажают падающее на них поле. Пользуясь надлежащим выражением для переходного оператора, из (4) получаем ϵ_e в виде:

$$\epsilon_e(\vec{x}, z, z') = \epsilon(z) \delta(z - z') - Q(\vec{x}, z, z'),$$

$$Q(\vec{x}, z, z') = (2\pi)^{-2} \int dz_0 d\Omega_0 \rho(z_0) p_2(\vec{\Omega}_0) \int d\vec{x}' \Delta(\vec{x} - \vec{x}', z, z_0, \vec{\Omega}_0) \rightarrow \\ \rightarrow [d(z, \vec{x}') d(z', -\vec{x}') H_z / x'^2 + k_0^2 H_x \vec{z}_0 \times \vec{x}' \vec{z}_0 \times \vec{x}' / x'^2] \rightarrow \\ \rightarrow \Delta(\vec{x}' - \vec{x}, z', z_0, \vec{\Omega}_0); H_\alpha \equiv H_\alpha(z, z', -x'^2);$$

$$\Delta(\vec{x}, z, z_0, \vec{\Omega}_0) \equiv \int d\vec{r} \exp(i\vec{\kappa} \cdot (\vec{r}_0 - \vec{r})) [\epsilon(\vec{R}, \vec{R}_0, \vec{\Omega}_0) - \epsilon(z)] V(\vec{R}, \vec{R}_0, \vec{\Omega}_0),$$

$$d(z, \pm \vec{x}) = z_0 x^2 / \epsilon_z(z) \pm (i\vec{x} / \epsilon_t(z)) \partial / \partial z.$$

Здесь фигурируют функции $H_\alpha(z, z', \lambda)$, удовлетворяющие уравнениям ($\alpha = \mu, \epsilon$):

$$[\alpha_z(z) \partial/\partial z (\alpha_z^{-1}(z) \partial/\partial z) + k_\alpha^2(z) + \lambda] H_\alpha = \alpha_z(z) \delta(z - z'),$$

($\mu_{z,t} = 1$; $k_\epsilon^2 = k_0^2 \epsilon_z$, $k_\mu^2 = k_0^2 \epsilon_t$) и граничным условиям $H_\mu = \partial H_\epsilon / \partial z = 0$

на идеально проводящей плоскости $z = \text{const}$. Величина $\tilde{\epsilon}(\vec{R}, \vec{R}_0, \vec{\Omega}_0)$ есть диада, матрица которой в системе координат x, y, z выражается через матрицу диады $\tilde{\epsilon}(\vec{R})$ в этой же системе координат равенством

$$\|\tilde{\epsilon}(\vec{R}, \vec{R}_0, \vec{\Omega}_0)\| = \|A(\vec{\Omega}_0)\|^T \|\tilde{\epsilon}(A(\vec{\Omega}_0) \cdot (\vec{R} - \vec{R}_0))\| \|A(\vec{\Omega}_0)\|,$$

где $\|A(\vec{\Omega}_0)\|$ — матрица перехода от „абсолютной“ системы координат к местной системе координат включения с центром в точке $\vec{R}_0$ и ориентацией $\vec{\Omega}_0$. Далее, $V(\vec{R}, \vec{R}_0, \vec{\Omega}_0) = = V(A(\vec{\Omega}_0) \cdot (\vec{R} - \vec{R}_0))$.

Наличие функций H_μ и H_ϵ в (8) отражает вклад рассеяния в собственные волны регулярной среды TE и TM типов соответственно в формирование эквивалентной диэлектрической проницаемости нерегулярной среды. Пользуясь разложением $H_{\mu,\epsilon}$ по собственным функциям дискретной и непрерывной частей спектра соответствующей краевой задачи [4], можно показать, что в отсутствие тепловых потерь в нерегулярной среде антиэрмитовская часть оператора ϵ_e , описывающая ослабление среднего поля за счет некогерентного рассеяния, содержит вклады только распространяющихся собственных волн; эрмитовская часть этого оператора формируется за счет рассеяния во все типы собственных волн — как распространяющиеся, так и волны излучения, затухающие в направлении распространения по горизонтальным координатам.

Полученные в данной работе результаты могут найти применение в теории распространения волн в природных условиях, интегральной оптике и дефектоскопии.

Список литературы: 1. Lang R. H. Electromagnetic backscattering from a sparse distribution of lossy dielectric scatterers.— R. Sci., 1981, vol. 16, N 1, p. 15—30. 2. Пономарев Г. А., Симакова Н. А., Якубов В. П. Интегральное уравнение Дайсона и нормальные волны плоского слоя.— Изв. вузов. Физика, 1971, № 3, с. 112—117. 3. Рисс Ф., Сёкефальви-Надь Б. Лекции по функциональному анализу.— М.: Мир, 1979.— 592 с. 4. Шевченко В. В. Плавные переходы в открытых волноводах.— М.: Наука, 1969.

Поступила в редколлегию 08.01.82.

СОДЕРЖАНИЕ

Богомолов Н. М., Жук Н. П., Третьяков О. А. Рассеяние волн на диэлектрическом включении в плоскостной среде	3
Горобец Н. Н., Лытов Ю. В. Микрополосковая вибраторная антенна	7
Горобец Н. Н., Моқан Т. К., Орлова Л. В. Влияние геометрических размеров раскрыва волноводных излучателей на их согласование	10
Боровский И. В., Хижняк Н. А. Тензор диэлектрической проницаемости двумерной периодической искусственно анизотропной среды	12
Блудов В. Я., Нечипоренко А. Н., Свеженцев А. Е., Силаков А. К., Шейко В. П. К вопросу создания двухзеркальной апланатической антенны с основным сферическим зеркалом	15
Яцук К. П., Бойко С. Н. Поверхностные и излученные волны в системе двух независимо возбужденных связанных логарифмических спиралей	18
Груцьяк В. И. Резонансное рассеяние волны H_{10} на диэлектрическом цилиндре в прямоугольном волноводе	21
Великоцкий В. Н., Двадненко В. Я., Пивень Н. М. Рассеяние электромагнитных волн на сложной границе раздела пустого прямоугольного волновода и волновода с феррито-диэлектрическим заполнением	23
Двадненко В. Я., Великоцкий В. Н., Ярмачук И. Н. Численная оптимизация управляемого возбуждения волны H_{20} в прямоугольном волноводе с феррито-диэлектрической структурой	26
Коробкин В. А., Бабарика Л. И., Екимов С. В. Расчет собственных добротностей волноводно-диэлектрических резонаторов прямоугольного поперечного сечения	28
Бородаев В. А., Носич С. И., Прокопчук Ю. А. Расчет частоты диэлектрического резонатора при наличии металлических и диэлектрических тел	31
Карпова В. А., Третьяков О. А. Амплитудные, фазовые и спектральные характеристики сигналов в волноводе	34
Скалько Л. А. Волноводы с инпедансными стенками	36
Катенев С. К. Электродинамическое исследование связанных волн в периодическом волноводе	40
Чумаченко Н. А. О влиянии диэлектрической вставки на собственные частоты цилиндрического резонатора сложной формы	43
Чумаченко Н. А. Распространение электромагнитных волн в цилиндрическом коаксиальном периодическом волноводе с диэлектриком	45
Водолаженко А. В., Казанский В. Б. Оптимизация полосовых решетчатых фильтров	47
Карпова В. А. Распространение сигналов в линиях передачи с дисперсией	49
Дядченко А. В., Иванова Е. П., Прохоров Э. Д. Частотные шумы генераторов Ганна 3-см и 8-мм диапазонов	51
Аркуша Ю. В., Перетятко П. И., Скоробогатова С. Н. О тепловых режимах диодов Ганна	53
Шоховцов Н. А., Мишнев А. А., Шеховцова Н. А. Вольтамперная характеристика длинных $m-i-m$ структур с учетом квазиинтерференции i -области	55
Чеботарев В. И., Бакуменко В. М. Комбинированный режим работы схемы на туннельном диоде	58
Бакуменко В. М., Бакуменко В. В., Чеботарев В. И. Анализ механизма релаксационных колебаний в аморфных окислах	62
Боцман В. И., Венгер А. З., Мисевра В. И. О возможности получения малых углов наклона фазовой характеристики фильтра с резекторным контуром произвольной добротности	64
Анищенко Т. Н., Мосьян П. И., Поливанов В. Ю., Шей-	

ко В. П. К повышению эффективности варакторных умножителей частоты колебаний сантиметрового диапазона	67
Александров А. А., Курило И. А., Макаров В. К., Полянский А. А., Сапелкин А. И. К вопросу о преобразовании частоты с верхней боковой при больших уровнях сигнала	69
Добрыдень В. А., Чекалина Э. П., Чекалин Г. М. Алгоритм и устройство для определения выборочной медианы	72
Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. К вопросу о спектральном определении примеси ртути в разряде с полым катодом	80
Мовчан С. П., Ашанин В. С., Близнюк В. А., Степанов А. А. Измеритель проходящей мощности СВЧ на основе струнного индикатора давления	81
Николов О. Т., Матыс Ю. В., Гаташ С. В., Голубничая Г. В. Диэлектрометр 3-см диапазона	85
Хижняк Н. А., Тананыхин А. А. Нагревание тонких металлических слоев излучением высокой энергии	86
Климко А. П., Степин Л. Д., Кобылянский В. Я. О характере зависимости коэффициента деполяризации рассеянного света в жидкостях от длины волны	89
Климко А. П., Степин Л. Д. Рассеяние света в растворах углеводов	92
Емец Б. Г., Шейкин В. И. Изменение реакции облучаемой жидкости в зависимости от расстояния излучатель — объект	94
Комарь И. Н., Георгиев Б. П. Новый радиационный дефект в сильно облученном кристаллическом DL-валине	95
Комарь И. Н., Сегноутка Т. Накопление радиационных дефектов в кристаллических аминокислотах	96
Богомоллов Н. М. Эквивалентные параметры слоистонеоднородной среды со случайными диэлектрическими включениями	98

**ВЕСТНИК
ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА**

№ 248

**Физика и техника сантиметровых,
миллиметровых и субмиллиметровых волн**

Редактор *Л. Ф. Кизилова*
Художественный редактор *Т. П. Воробийко*
Технические редакторы *Л. Т. Момот, Г. П. Александрова*
Корректор *Л. М. Забродина*

Сдано в набор 03.01.83. Подп. в печать 22.11.83. БЦ 09470. Формат 60×90/16.
Бумага типогр. № 3. Лит. гарн. Выс. печать. 7 печ. л. 7,25 кр.-отт.
8 уч.-изд. л. Тираж 500 экз. Изд. № 1111. Зак. 905. Цена 1 р. 10 к.

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

Харьковская городская типография № 16
310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

РЕФЕРАТЫ

УДК 537.874

Рассеяние волн на диэлектрическом включении в плоскостной среде. Богомолов Н. М., Жук Н. П., Третьяков О. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 3—7.

Сформулированы интегральные уравнения электродинамики для задачи о рассеянии волн на магнитоэлектрическом теле, погруженном в плоскостную среду, и исследован переходный оператор для диэлектрического включения, характеризующий рассеивающие свойства последнего. Получены выражения для электромагнитного поля источников в плоскостной среде, уравнения для внутреннего поля включения и асимптотические формулы для переходного оператора. Эти результаты могут найти применение в задачах о возбуждении и рассеянии электромагнитных волн в плоскостной среде и в задачах об эквивалентных параметрах плоскостной среды со случайными диэлектрическими включениями.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.677

Микрополосковая вибраторная антенна. Горобец Н. Н., Лытов Ю. В. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 7—10.

Разработан и экспериментально исследован микрополосковый вибраторный излучатель в виде изогнутой пластины П-образного профиля, размещенной над экраном на высоте $0,03\lambda$. Коэффициент усиления антенны не менее 6 дБ в 5%-ной полосе частот.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.326.677.7

Влияние геометрических размеров раскрыва волноводных излучателей на их согласование. Горобец Н. Н., Мокан Т. К., Орлова Л. В. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 10—11.

Экспериментально исследовано влияние геометрических размеров раскрыва волноводных излучателей на их согласование со свободным пространством. Измерения выполнены в 3-см диапазоне волн. С помощью ЭВМ получена общая аппроксимирующая формула зависимости КСВН прямоугольных излучателей от $\lambda_0/\lambda_{кр}$, учитывающая геометрию раскрыва.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.067

Тензор диэлектрической проницаемости двумерной периодической искусственно анизотропной среды. Боровский И. В., Хижняк Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 12—15.

Получены дисперсионные уравнения для двумерно-периодической искусственно анизотропной среды, построенной из ячеек, каждая из которых составлена из четырех прямоугольных диэлектрических брусков. В случае, когда размеры ячейки малы по сравнению с длиной волны, получены элементы тензора диэлектрической проницаемости такой среды. Показано, что в этом случае такая среда в электродинамическом отношении эквивалентна двумерному анизотропному кристаллу.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.677.86

К вопросу создания двухзеркальной апланатической антенны с основным сферическим зеркалом. Блудов В. Я., Нечипоренко А. Н., Свеженцев А. Е., Силаков А. К., Шейко В. П. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 15—18.

Получены расчетные соотношения для построения двухзеркальной апланатической антенны с параллельным пучком и основным сферическим зеркалом. Показано, что в такой антенне возможно получение неискаженной диаграммы направленности (ДН) для трех положений луча. Данная антенна позволяет получить редукцию ширины ДН облучателя в n раз, а также возможен эффект усиления сканирования.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.674

Поверхностные и излученные волны в системе двух независимо возбужденных связанных логарифмических спиралей. Яцук К. П., Бойко С. Н.— Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 18—21.

Приведено решение задачи об одновременном возбуждении двух логарифмических спиралей независимыми источниками и исследовано влияние параметров системы и расфазировки источников питания на чистоту возбуждения каждой из поверхностных волн связи. Обнаружена возможность регулирования поляризации пространственной волны за счет изменения разности фаз запитывающих сигналов.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372.822

Резонансное рассеяние волны H_{10} на диэлектрическом цилиндре в прямоугольном волноводе. Груцк В. И.— Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 21—23.

Рассмотрено возбуждение волноводно-диэлектрических резонансов в диэлектрическом цилиндре, расположенном в прямоугольном волноводе. Решение задачи проведено методом поперечных сечений. Проведено сравнение расчетных данных с экспериментальными данными.

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

УДК 621.372.852

Рассеяние электромагнитных волн на сложной границе раздела пустого прямоугольного волновода и волновода с феррито-диэлектрическим заполнением. Великоцкий В. Н., Двадненко В. Я., Пивень Н. М.— Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 23—26.

Для феррито-диэлектрической волноводной структуры со ступенчатыми границами раздела аналитически получены двохосные системы линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов отражения и прохождения электромагнитных волн.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372.852

Численная оптимизация управляемого возбуждения волны H_{20} в прямоугольном волноводе с феррито-диэлектрической структурой. Двадненко В. Я., Великоцкий В. Н., Ярмук И. Н.— Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 26—28.

Проведена числовая оптимизация параметров волноводной феррито-диэлектрической структуры, обеспечивающей реализацию наиболее эффективной управляемой внешней магнитным полем связи между волнами H_{10} и H_{20} .

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.372.413

Расчет собственных добротностей волноводно-диэлектрических резонаторов прямоугольного поперечного сечения. Коробкин В. А., Бабаряка Л. И., Екимов С. В.— Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 28—31.

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования собственных добротностей волноводно-диэлектрических резонаторов на основе прямоугольных волноводов с диэлектрическим вкладышем прямоугольной формы, полностью заполняющим поперечное сечение волновода.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372.413

Расчет частоты диэлектрического резонатора при наличии металлических и диэлектрических тел. Бородаев В. А., Носич С. И., Прокопчук Ю. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 31—34.

Проведен расчет резонансной частоты ДР, находящегося на диэлектрической подложке. Система снизу и сверху экранирована. Для расчета использован приближенный одноволновой метод. Получены уравнения, совместное решение которых дает искомое значение резонансной частоты. Выведены уравнения для некоторых частных случаев.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 537.877

Амплитудные, фазовые и спектральные характеристики сигналов в волноводе. Карпова В. А., Третьков О. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 34—36.

В аналитической форме представлены результаты решения векторной краевой электродинамической задачи с начальными условиями. Проанализированы амплитудные и фазовые характеристики сигнала. Определен спектр сигнала на любом расстоянии от источника, что может иметь практическое значение для расчета входных каскадом приемных устройств.

УДК 621.372.881

Волноводы с импедансными стенками. Скалько Л. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 36—40.

Рассматривается решение краевой задачи для диэлектрического прямоугольного волновода без потерь с вертикальными импедансными стенками. Получены дисперсионные уравнения для ТЕ- и ТМ-волн. Сделан анализ решений дисперсионного уравнения для ТЕ-волн плоского волновода. Показано, что действительным решениям соответствуют быстрые волны, а мнимым — медленные. Указаны условия для однозначного определения волн в таком волноводе.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.372.823.1

Электродинамическое исследование связанных волн в периодическом волноводе. Катенев С. К. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 40—43.

Приведены результаты решения краевой электродинамической задачи о распространении волн в диафрагмированном периодическом цилиндрическом волноводе. Результаты анализируются на основе концепции связанных волн в линии передачи: определяются коэффициенты связи волн по решению электродинамической задачи.

Ил. 4. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.385.69

О влиянии диэлектрической вставки на собственные частоты цилиндрического резонатора сложной формы. Чумаченко Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 43—45.

Рассматривается задача о влиянии диэлектрической вставки на собственные частоты цилиндрического резонатора сложной формы. Приведено строгое решение краевой задачи, которое сводится к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений второго рода.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372.822

Распространение электромагнитных волн в цилиндрическом коаксиальном периодическом волноводе с диэлектриком. Чумаченко Н. А.—Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 45—47.

Рассматривается задача о распространении E -волн в цилиндрическом коаксиальном периодическом волноводе с диэлектриком. Приведено строгое решение краевой задачи, которое сводится к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений второго рода.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.677

Оптимизация полосовых решетчатых фильтров. Водолаженко А. В., Казанский В. Б.—Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 47—49.

Методом координатного спуска оптимизированы полосы пропускания (режекции) решетчато-диэлектрических фильтров. В качестве критерия оптимизации выбраны ширина полосы амплитудно-частотной характеристики и минимум мелкомасштабных осцилляций.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 537.877

Распространение сигналов в линиях передачи с дисперсией. Карпова В. А.—Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 49—51.

Решена задача об изменении электромагнитного сигнала в процессе его распространения в линии передачи с определенным законом дисперсии, который находится в процессе решения краевой электродинамической задачи.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Частотные шумы генераторов Ганна 3-см и 8-мм диапазонов. Дядченко А. В., Иванова Е. П., Прохоров Э. Д.—Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых, субмиллиметровых волн, с. 51—53.

Проведено экспериментальное исследование уровня ЧМ-шумов генераторов Ганна 3-см и 8-мм диапазонов длин волн, работающих в непрерывном режиме. Показано, что на частотах 10^6 — 10^5 Гц, отстоящих от несущей, ЧМ-шум генераторов Ганна носит характер фликкер шума, а на более высоких частотах отстройки (10^6 — 10^7 Гц) теплового СВЧ шума.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.382.2

О тепловых режимах диодов Ганна. Аркуша Ю. В., Перетяцько П. И., Скоробогатова С. Н.—Вестн. Харьк. ун-та, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 53—55.

Теоретически исследованы тепловые режимы диодов Ганна на основе GaAs и InP. Показано, что фосфинидиновые генераторные диоды лучшие теплофизические характеристики, чем арсенид-галлиевые.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Вольт-амперная характеристика длинных $m-i$ -м структур с учетом квазинейтральности i -области. Шеховцов Н. А., Мишиев А. А., Шеховцова Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 55—58.

Получена ВАХ длинной $m-i$ -м структуры с учетом влияния зависимости коэффициента инжекции электроном $m-i$ контакта от тока на величину квазинейтральности i -области. Показано, что падение напряжения на исходном сопротивлении i -области за счет модуляции ее проводимости неравновесными носителями уменьшается, а за счет влияния коэффициента инжекции $m-i$ контакта на величину ее квазинейтральности увеличивается.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.385.1

Комбинированный режим работы схемы на туннельном диоде. Чеботарев В. И., Бакуменко В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 58—62.

Методом фазовой плоскости исследована схема с туннельным диодом. Определены соотношения элементов схемы, при которых в ней сочетаются триггерный и автоколебательный режимы работы. Методом эквивалентной линеаризации найдены амплитуды стационарных колебаний для каждого из устойчивых состояний схемы.

Ил. 3. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Анализ механизма релаксационных колебаний в аморфных окислах. Бакуменко В. М., Бакуменко В. В., Чеботарев В. И. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 62—64.

Методом двойной инжекции проанализирован механизм релаксационных колебаний в диодах на основе аморфных окислов. Для структуры $Nb-Nb_2O_5-MnO_2$ проведено сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372

О возможности получения малых углов наклона фазовой характеристики фильтра с режекторным контуром произвольной добротности. Бецман В. И., Венгер А. З., Мисевра В. И. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 64—67.

Получено выражение для ширины полосы, в которой фазовая характеристика имеет малый угол наклона, и проведена его экспериментальная проверка на частоте 600 МГц.

УДК 621.372.632

К повышению эффективности варакторных умножителей частоты колебаний сантиметрового диапазона. Анищенко Т. Н., Мосьпан П. И., Поливанов В. Ю., Шейко В. П. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 67—69.

Описаны результаты лабораторных исследований варакторного удвоителя частоты сигнала см-диапазона волн с улучшенной конструкцией умножительной камеры.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.372.632

К вопросу о преобразовании частоты с верхней боковой при больших уровнях сигнала. Александров А. А., Курило И. А., Макаров В. К., Полянский А. А., Сапелкин А. И. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 69—72.

Приведены результаты экспериментальных исследований преобразователей с верхней боковой, работающих при больших уровнях сигнала, подтверждающие возможность использования для их расчетов теории преобразования с нижней боковой. Ил. 5. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.3

Алгоритм и устройство для определения выборочной медианы. Добрыдень В. А., Чекалина Э. П., Чекалин Г. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 72—79.

Описаны алгоритм определения выборочной медианы путем упорядочения цифровых сигналов по мере их поступления на обработку, использующий их последовательное сравнение с содержимым памяти, а также реализующее его специализированное устройство.

Ил. 6. Библиогр.: 3 назв.

УДК 537.525:535.337

К вопросу о спектральном определении примеси ртути в разряде с полым катодом. Тимаюк В. А., Ткаченко В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 80—81.

Исследовано влияние температуры цилиндрического никелевого катода на чувствительность спектрального анализа примеси ртути к инертным газам (гелий, криптон). Показано, что с увеличением температуры катода от 295 до 350 К чувствительность определения примеси ртути возрастает в 3—4 раза при оптимальном давлении газа. Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 53.087.9.621

Измеритель проходящей мощности СВЧ на основе струнного индикатора давления. Мовчан С. П., Ашанин В. С., Ближнюк В. А., Степанов А. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 81—84.

Рассмотрены возможности применения вибрационно-частотных струнных преобразователей для разработки измерителей проходящей СВЧ-мощности. Представлены теоретические расчеты первичных преобразователей пьезоэлектрического действия при согласованной и несогласованной нагрузке.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.317.355.3

Диэлектрометр 3-см диапазона. Николов О. Т., Матыс Ю. В., Гаташ С. В., Голубничая Г. В. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 85—86.

Описана установка для измерения диэлектрических параметров жидких и твердых веществ на частоте 9,3 ГГц. В установке применены система АПЧ-генератора по резонансной частоте рабочего резонатора, термостатирование элементов СВЧ-тракта и генератора, автоматическая регистрация измеряемых параметров на ЦПУ.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.378.325

Нагревание тонких металлических слоев излучением высокой энергии. Хижняк Н. А., Тананыхин А. А. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 86—89.

Решена задача о нагревании тонкой металлической пленки (толщина металла равна длине волны излучения) импульсом электромагнитной волны высокой плотности энергии для случая нелинейной зависимости теплофизических свойств металла от температуры.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 535.568.1(088.8)

О характере зависимости коэффициента деполаризации рассеянного света в жидкостях от длины волны. Климко А. П., Степин Л. Д., Кобылянский В. Я. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 89—92.

Из анализа выражения, связывающего поляризуемость молекул α с коэффициентом деполаризации рассеянного света Δ делается вывод, что в области нормальной дисперсии α должна наблюдаться дисперсия Δ .

Табл. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 535.568.1(088.8)

Рассеяние света в растворах углеводов. Климко А. П., Степин Л. Д. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 92—93.

Приводятся результаты измерений коэффициента деполаризации рассеянного света в растворах глюкозы при изменении ее конформации.

Ил. 1.

УДК 536.7

Изменение реакции облучаемой жидкости в зависимости от расстояния излучатель — объект. Емец Б. Г., Шейкин В. И. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 94—95.

Исследовано изменение времени ядерной магнитной релаксации жидкости, помещенной при облучении электромагнитными волнами на разном расстоянии от излучателя. Показано, что полученные значения времен релаксации обусловлены различной микроструктурой поля. Табл. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 539.143.44:54:69

Новый радиационный дефект в сильно облученном кристаллическом DL-валине. Комарь И. Н., Георгиев Б. П. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 95—96.

При дозах облучения свыше $6 \cdot 10^8$ рад в поликристаллических образцах DL-валина стационарным методом ЭПР обнаружен ранее не описывавшийся радиационный дефект. Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 539.143.44:541:69

Накопление радиационных дефектов в кристаллических аминокислотах. Комарь И. Н., Сегноутка Г. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 96—98.

В широкой области доз облучения при естественных условиях получены кривые накопления для ряда кристаллических аминокислот. Показано, что эти кривые удовлетворительно описываются первыми членами выражений, полученных для механизма кратных поражений. Табл. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 531.231.1

Эквивалентные параметры слоистонеоднородной среды со случайными диэлектрическими включениями. Богомоллов Н. М. — Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248. Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн, с. 98—102.

Методом переходного оператора получена эквивалентная диэлектрическая проницаемость плоскостной среды, содержащей случайные дискретные включения.

Библиогр.: 4 назв.

