

В. И. ГРУЦЯК, В. А. КОРОБКИН, канд. физ.-мат. наук

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ С УГЛУБЛЕНИЯМИ, ПОМЕЩЕННОЙ В ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ ВОЛНОВОД

Возбуждение волноводно-диэлектрических резонансов диэлектрических включений в прямоугольном волноводе может быть реализовано различными способами: смещением образца в поперечном сечении волновода, поворотом его вокруг оси

перпендикулярной к широким стенкам волновода, с помощью углублений (выступов) в диэлектрическом вкладыше и т. д.

В настоящем сообщении исследуется рассеяние волны основного типа на диэлектрической пластине с углублениями, помещенной в прямоугольный волновод, что является моделью волноводно-диэлектрического резонатора со специальным возбуждением. Наличие углублений приводит к эффективному возбуждению волн высших типов и при подборе размеров вкладыша соответствующих резонансу распространяющегося высшего типа волны, такая диэлектрическая неоднородность будет высокодобротным волноводно-диэлектрическим резонатором [1] (см. рисунок).

Из области $z = -\infty$ на диэлектрическую пластину набегают H_{10} — волна единичной амплитуды. Требуется определить амплитуды волн рассеянного поля. Единственную составляющую электрического поля $E_y \left(\frac{\partial}{\partial y} = 0 \right)$ можно записать в виде [2]:

Из области $z = -\infty$ на диэлектрическую пластину набегают H_{10} — волна единичной амплитуды. Требуется определить амплитуды волн рассеянного поля. Единственную составляющую электрического поля $E_y \left(\frac{\partial}{\partial y} = 0 \right)$ можно записать в виде [2]:

$$E_y = \begin{cases} \sum_m [R_m e^{\gamma_m(z+\frac{L}{2})} + \delta_{m1} e^{-\gamma_m(z+\frac{L}{2})}] \Phi_m(x) & z < -\frac{L}{2}; \\ \sum_s [b_s^+ e^{-\gamma_s(z+\frac{L}{2})} + b_s^- e^{\gamma_s(z+\frac{L}{2})}] \Psi_s^I(x) & -\frac{L}{2} < z < -\frac{l}{2}; \\ \sum_n [c_n^+ e^{-\beta_n z} + c_n^- e^{\beta_n z}] \Phi_n(x) & -\frac{l}{2} < z < \frac{l}{2}; \\ \sum_v [d_v^+ e^{-\gamma_v(z-\frac{l}{2})} + d_v^- e^{\gamma_v(z-\frac{l}{2})}] \Psi_v^{II}(x) & \frac{l}{2} < z < \frac{L}{2}; \\ \sum_m T_m e^{-\gamma_m(z-\frac{L}{2})} \Phi_m(x) & z > \frac{L}{2}, \end{cases}$$

где $\gamma_m = \sqrt{p_m^2 - k^2}$; $\beta_n = \sqrt{p_n^2 - \varepsilon k^2}$; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; $r_p =$
 $= \sqrt{k^2 + \Gamma_p^2}$; $t_p = \sqrt{\varepsilon k^2 + \Gamma_p^2}$; $p_k = \frac{\kappa\pi}{a}$;

Γ_p находим из дисперсионного уравнения $r_p \sin t_p \left(\frac{a}{2} + g \right) \times$
 $\times \cos r_p \left(\frac{a}{2} - g \right) + t_p \cos t_p \left(\frac{a}{2} + g \right) \sin r_p \left(\frac{a}{2} - g \right) = 0$.

Собственные функции Φ_k и ψ_p удовлетворяют условиям ортогональности

$$\int_{-a/2}^{a/2} \Phi_k(x) \cdot \Phi_{k'}(x) dx = \delta_{kk'}; \quad \int_{-a/2}^{a/2} \Psi_p(x) \cdot \Psi_{p'}(x) dx = \delta_{pp'}. \quad (1)$$

и имеют вид

$$\Phi_k(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \begin{cases} \sin p_k x & k - \text{четные;} \\ \cos p_k x & k' - \text{нечетные;} \end{cases}$$

$$\Psi_s^I(x) = B_s \begin{cases} - \frac{\sin t_s \left(\frac{a}{2} + g \right)}{\sin r_s \left(\frac{a}{2} - g \right)} \sin r_s \left(x + \frac{a}{2} \right) & -\frac{a}{2} < x < -g; \\ \sin t_s \left(x - \frac{a}{2} \right) & -g < x < \frac{a}{2}; \end{cases}$$

$$\Psi_v^II(x) = D_v \begin{cases} \sin t_v \left(x + \frac{a}{2} \right) & -\frac{a}{2} < x < g; \\ - \frac{\sin t_v \left(\frac{a}{2} + g \right)}{\sin r_v \left(\frac{a}{2} - g \right)} \sin r_v \left(x - \frac{a}{2} \right) & g < x < \frac{a}{2}, \end{cases}$$

где B_s и D_v определяются из условия ортогональности (1). Приравнявая касательные составляющие полей на границе воздух — диэлектрик и интегрируя по поперечному сечению [2] с учетом (1), получим сведенные системы уравнений относительно неизвестных $R_m, T_m, b_n^\pm, c_n^\pm, d_v^\pm$, которые можно свести к одной сведенной системе алгебраических уравнений относительно неизвестных $c_n^\pm$.

$$\sum_n [W_{mn}^s(\beta_n) c_n^+ + W_{mn}^s(-\beta_n) c_n^-] = V_m^s \delta_{m1}; \quad (2)$$

$$\sum_n (-1)^n [W_{mn}^s (-\beta_n) c_n^+ + W_{mn}^s (\beta_n) c_n^-] = 0,$$

где

$$W_{mn}^s(\beta_n) = \sum_s \frac{N_{sn} \left[\left(1 + \frac{\beta_n}{\gamma_m}\right) \operatorname{ch} \Gamma_s d + \left(\frac{\Gamma_s}{\gamma_m} + \frac{\beta_n}{\Gamma_s}\right) \operatorname{sh} \Gamma_s d \right]}{(\Gamma_s^2 - \beta_n^2)(\Gamma_s^2 - \gamma_n^2)} e^{\beta_n \frac{l}{2}}$$

$$\frac{1}{V_m^s} = \sum_s \frac{2N_{sm} [(\varepsilon - 1)k^2]^2}{(\Gamma_s^2 - \beta_m^2)(\Gamma_s^2 - \gamma_m^2)}; \quad d = \frac{L - l}{2};$$

$$N_{sk} = B_s \sqrt{\frac{2}{a}} \begin{cases} -t_s \cos t_s \left(\frac{a}{2} + g\right) \sin p_k g + p_k \sin t_s \left(\frac{a}{2} + g\right) \cos p_k g & \text{к — четные} \\ t_s \cos t_s \left(\frac{a}{2} + g\right) \cos p_k g + p_k \sin t_s \left(\frac{a}{2} + g\right) \sin p_k g & \text{к' — нечетные,} \end{cases}$$

а неизвестные $b_s^\pm$, $d_v^\pm$, R_m , T_m ищутся из равенств

$$b_s^+ = -\frac{(\varepsilon - 1)k^2 \cdot e^{\Gamma_s d}}{2\Gamma_s} \sum_n \frac{N_{sn}}{\Gamma_s^2 - \gamma_n^2} \left[\frac{c_n^+}{\Gamma_s^2 - \beta_n} e^{\beta_n \frac{l}{2}} + \frac{c_n^-}{\Gamma_s + \beta_n} e^{-\beta_n \frac{l}{2}} \right]; \quad (3)$$

$$b_s^- = -\frac{(\varepsilon - 1)k^2 e^{-\Gamma_s d}}{2\Gamma_s} \sum_n \frac{N_{sn}}{\Gamma_s^2 - \gamma_n^2} \left[\frac{c_n^+}{\Gamma_s + \beta_n} e^{\beta_n \frac{l}{2}} + \frac{c_n^-}{\Gamma_s - \beta_n} e^{-\beta_n \frac{l}{2}} \right]; \quad (4)$$

$$d_v^+ = -\frac{(\varepsilon - 1)k^2 e^{-\Gamma_v d}}{2\Gamma_v} \sum_n (-1)^n \frac{N_{vn}}{\Gamma_v^2 - \gamma_n^2} \left[\frac{c_n^+}{\Gamma_v - \beta_n} e^{\beta_n \frac{l}{2}} + \frac{c_n^-}{\Gamma_v + \beta_n} e^{\beta_n \frac{l}{2}} \right]; \quad (5)$$

$$d_v^- = -\frac{(\varepsilon - 1)k^2 e^{\Gamma_v d}}{2\Gamma_v} \sum_n (-1)^n \frac{N_{vn}}{\Gamma_v^2 - \gamma_n^2} \left[\frac{c_n^+}{\Gamma_v + \beta_n} e^{-\beta_n \frac{l}{2}} + \frac{c_n^-}{\Gamma_v - \beta_n} e^{\beta_n \frac{l}{2}} \right]; \quad (6)$$

$$R_m = -\frac{(\varepsilon - 1)k^2}{2\gamma_m} \sum_s \frac{N_{sm}}{\Gamma_s^2 - \beta_m^2} \left[\frac{b_s^+}{\Gamma_s + \gamma_m} + \frac{b_s^-}{\Gamma_s - \gamma_m} \right]; \quad (7)$$

$$T_m = -\frac{(\varepsilon - 1)k^2}{2\gamma_m} (-1)^m \sum_v \frac{N_{vm}}{\Gamma_v^2 - \beta_m^2} \left[\frac{d_v^+}{\Gamma_v - \gamma_m} + \frac{d_v^-}{\Gamma_v + \gamma_m} \right]. \quad (8)$$

Численный алгоритм удобно построить на основе решения системы (2), а затем последовательного счета равенств (3) — (8). Такое последовательное решение является более выгодным, чем решение системы, полученной сразу после сшивания полей относительно всех неизвестных, так как при больших порядках усечения значительно сокращаются затраты машинного времени и, кроме того, появляется возможность рационально использовать оперативную память ЭВМ. С другой стороны такая организация численного решения удобна с точки зрения включения такого алгоритма расчета в комплекс хорошо отработанных алгоритмов машинного расчета диэлектрических и ферритовых параллелепипедов в прямоугольном волноводе.

Список литературы: 1. Определение параметров диэлектриков на СВЧ с помощью волноводно-диэлектрических резонансов. — «Приборы и техника эксперимента», 1976, № 3, с. 169—171. Авт.: В. А. Коробкин, Н. И. Пятак, Л. И. Бабарика, Ю. Г. Макеев. 2. Вычислительные методы в электродинамике. Под ред. Р. Митры, М., «Мир», 1977, 485 с.

УДК 621.372.04975—416

Д. Д. ИВАНЧЕНКО, Н. Н. КОЛЧИГИН, канд. физ.-мат. наук

РАСЧЕТ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАВНОГО ПЕРЕХОДА С ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА НА ЩЕЛЕВУЮ ЛИНИЮ

Интенсивная разработка различных узлов и управляющих элементов для гибридных интегральных схем на основе щелевых линий обусловлена использованием их при конструировании ферритовых и полупроводниковых устройств, а также их свойствами: отсутствием отсечки по частоте и областью с эллиптически поляризованным вблизи линии полем. В связи с этим важным является исследование способов возбуждения щелевых линий и разработка для них переходов с различных линий передачи.

Так как в сантиметровом диапазоне применяются волноводные тракты, для их эффективного совместного использования с управляющими элементами на щелевых линиях необходим широкополосный переход. Хорошее согласование в широкой полосе частот при оптимальных размерах может быть обеспечено компенсированным экспоненциальным переходом,

представляющим соединение двух плавных переходов: с прямоугольного волновода на волновод с центрально-симметрично расположенной диэлектрической пластиной, а с последнего — на щелевую линию.

Последовательное расположение этих двух неоднородных участков обеспечивает более плавную трансформацию структуры поля. В первом переходе изменяется толщина диэлектрической пластины, а во втором — ширина щели. Для повышения эффективности возбуждения щелевая линия расположена посередине больших стенок волновода и имеет с ним надежный электрический контакт.

Расчет перехода (ОМ) с прямоугольного волновода на волновод с центрально симметрично расположенной диэлектрической

пластиной осуществлялся по формуле [1]: $z_{pu} = \frac{754}{mR_1} \frac{b}{a}$,

где $R_1 = \frac{2t}{a} \left(1 + \frac{\sin 2\beta t}{2\beta t} \right) + \left(1 - \frac{2t}{a} \right) \left(\frac{\cos \beta t}{\sin \alpha d} \right)^2 \left(1 - \frac{\sin 2\alpha d}{2\alpha d} \right)$;

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_t \mu_t - m^2}; \quad \alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_t \mu_t - m^2}; \quad d = \frac{a - 2t}{2};$$

$m = \lambda/\lambda_b$ — коэффициент замедления; μ_t, ϵ_t — относительные значения магнитной и диэлектрической проницаемости пластины; μ_0, ϵ_0 — относительные значения магнитной и диэлектрической проницаемости свободного пространства; a, b — размеры волновода; $2t$ — толщина диэлектрической пластины.

Точный расчет перехода с волновода с центрально симметрично расположенной диэлектрической пластиной на щелевую линию затруднен из-за отсутствия однозначности в определении волнового сопротивления щелевой линии, так как структура щелевой волны отлична от волны ТЕМ. Наиболее близки к измеряемым данные работы [2], полученные из определения волнового сопротивления как отношение максимального напряжения, действующего в линии, к току, текущему в поперечном направлении по металлическим полуплоскостям на длине линии, соответствующей половине длины щелевой волны. В этом случае связь между волновым сопротивлением и длиной волны при различных параметрах щелевой линии выражается следующим образом:

$$z = \frac{296,1 h_0}{(h_0^2 - 1) [-\ln(kW\sqrt{h_0^2 - 1}) - C]},$$

где $C \simeq 0,5772$ — постоянная Эйлера; W — ширина щели; $h_0 = \lambda/\lambda_{щ}$ — замедление; $\lambda_{щ}$ — длина волны в щелевой линии; λ — длина волны в свободном пространстве.

Это соотношение справедливо для $W < 3d$. В интервале изменения $3d \leq W \leq b$ для расчетов использовались приближенные значения z , полученные путем графической аппроксимации функции $z = f(W/d)$.

По расчетным данным для средней длины рабочего диапазона был изготовлен переход с прямоугольного волновода с сечением 23×10 мм на щелевую линию с волновым сопротивлением 75 Ом. В качестве подложки использовали материал $\epsilon_t = 4,25$ и толщиной $2t = 1,5$ мм. При заданном максимальном КСВ = 1,1 длина перехода приблизительно равнялась 75 мм.

В результате экспериментального исследования были получены следующие данные: в 10% полосе частот от 8,25 ГГц до 9,16 ГГц КСВ не превышал 1,2, что подтверждает правомерность используемого приближенного метода расчета.

Список литературы: 1. Бергер М. Н., Капилевич Б. Ю. Прямоугольные волноводы с диэлектриками. М., «Сов. радио», 1973. 240 с. 2. Просвирнин С. Л. Волновое сопротивление щелевой линии. — «Радиотехника и электроника», 1975, т. 20, № 4, с. 820—826.

УДК 621.372.82

В. М. СЕДЫХ, д-р физ.-мат. наук, Е. А. ШАУЛОВ

ПАРАМЕТРЫ Т- И КРЕСТООБРАЗНЫХ ВОЛНОВОДОВ С ЧАСТИЧНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Помещение в волновод диэлектрика открывает дополнительные возможности для управления его параметрами и создания различных СВЧ устройств (резонаторы, фильтры, фазовращатели и др.).

Задача решалась методом частичных областей аналогично тому, как это сделано в работе [1] для H - и P -волноводов.

Решение волнового уравнения для случая размещения диэлектрической пластины в центре волновода (см. рис. 1) симметричного относительно осей X и Y для H_{10} волны имеет следующий вид:

$$H_1 = \sum_{n=0}^{\infty} C_{1n} \sin p_{\epsilon n} x \cos S_n y, \quad H_2 = \sum_{m=0}^{\infty} [A_{2m} \sin q_m x + B_{2m} \cos q_m x] \cos S_m y, \quad H_3 = \sum_{t=0}^{\infty} C_{3t} \cos q_t (l-x) \cos S_t y, \quad (1)$$

где

$$S_n = n\pi/g, \quad p_{\epsilon n} = \sqrt{q_{\epsilon}^2 - S_n^2}, \quad S_m = m\pi/g, \quad q_m = \sqrt{q_0^2 - S_m^2}, \quad (2)$$

$$S_t = t\pi/h, \quad q_t = \sqrt{q_0^2 - S_t^2}.$$

В выражения для полей входит неизвестный параметр γ_b — постоянная распространения вдоль волновода. Условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического (E_y) и магнитного (H_z) полей на границах раздела областей позволяет методом неопределенных коэффициентов [2] получить в нулевом приближении уравнение для определения γ_b :

$$\operatorname{ctg} q_0 b = \frac{h}{g} \operatorname{tg} q_0 a \frac{1 + \varphi_0(c) \operatorname{ctg} q_0 a}{1 - \varphi_0(c) \operatorname{tg} q_0 a}, \quad (3)$$

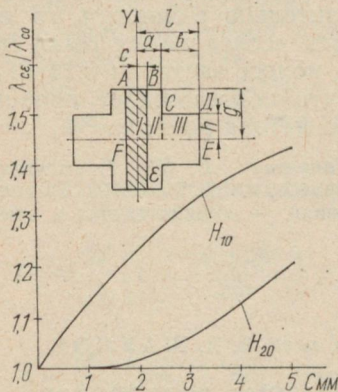


Рис. 1.

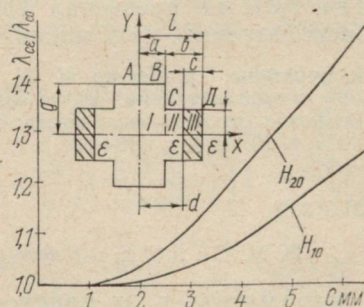


Рис. 2.

где

$$\varphi_0(c) = \frac{q_\varepsilon \operatorname{tg} q_\varepsilon c - q_0 \operatorname{tg} q_0 c}{q_\varepsilon \operatorname{tg} q_\varepsilon c \cdot \operatorname{tg} q_0 c + q_0}, \quad q_0 = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \gamma_b^2}, \quad q_\varepsilon = \sqrt{\omega^2 \varepsilon \mu_0 - \gamma_b^2}.$$

Этим уравнением описываются дисперсионные свойства волновода.

Аналогичным образом получается дисперсионное уравнение для нахождения γ_b для волны H_{20} в зависимости от размеров волновода и параметров диэлектрика. При записи полей следует учесть, что на всем контуре ABCDEFA выполняется условие $dH_z/dn=0$, что связано с особенностями конфигурации поля волны H_{20} . Сшивая поля на границах раздела областей, получим:

$$\operatorname{ctg} q_0 b = -\frac{h}{g} \operatorname{tg} q_0 a \frac{\varphi_0(c) \operatorname{ctg} q_0 a + 1}{\varphi_0(c) \operatorname{tg} q_0 a - 1}, \quad (4)$$

где

$$\varphi_0(c) = \frac{q_\varepsilon \operatorname{ctg} q_\varepsilon c + q_0 \operatorname{tg} q_0 c}{q_\varepsilon \operatorname{ctg} q_\varepsilon c \operatorname{tg} q_0 c - q_0}.$$

График зависимости критических длин волн $\lambda_{св}$ в волноводе от ширины помещаемого в центральную область диэлектрика

($\epsilon=2,57$) см. на рис. 1. Размеры волновода в мм: $l=11,5$; $a=5,1$; $h=5$; $g=9,56$. В пустом волноводе ($\epsilon=1$) для волны H_{10} критическая длина $\lambda_{c0}=41,5$ мм, для волны H_{20} $\lambda_{c0}=28,7$ мм.

Задача о распространении волн H_{10} и H_{20} при симметричном размещении диэлектрических пластин в боковых секциях волновода (рис. 2) решается совершенно аналогично. Дисперсионное уравнение для волны H_{10} в этом случае имеет следующий вид:

$$\frac{h}{g} = \frac{1 + \varphi_0(d) \operatorname{ctg} q_0 a}{1 - \varphi_0(d) \operatorname{tg} q_0 a}, \quad (5)$$

где
$$\varphi_0(d) = \frac{q_\epsilon \operatorname{ctg} q_\epsilon c - q_0 \operatorname{tg} q_0 d}{q_\epsilon \operatorname{ctg} q_\epsilon c \cdot \operatorname{tg} q_0 d + q_0}.$$

Дисперсионное уравнение для волны H_{20} :

$$\frac{h}{g} \operatorname{ctg} q_0 a = \operatorname{tg} q_0 a \frac{\varphi_0(d) \operatorname{ctg} q_0 a + 1}{\varphi_0(d) \operatorname{tg} q_0 a - 1}, \quad (6)$$

где
$$\varphi_0(d) = \frac{q_\epsilon \operatorname{ctg} q_\epsilon c - q_0 \operatorname{tg} q_0 d}{q_\epsilon \operatorname{ctg} q_\epsilon c \cdot \operatorname{tg} q_0 d + q_0}.$$

При критической частоте распространение электромагнитной энергии вдоль волновода прекращается. Постоянная распространения γ_b при этом становится равной нулю,

$$\begin{aligned} q_0 &= \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \gamma_b^2} = \chi = 2\pi/\lambda_{c\epsilon}, \quad q_\epsilon = \sqrt{\omega^2 \epsilon \mu_0 - \gamma_b^2} = \\ &= \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon' \mu_0 - \chi^2} = \chi \sqrt{\epsilon'}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\lambda_{c\epsilon} = 2\pi/\chi$ — критическая длина волны; χ — критическое волновое число.

Уравнения для определения критического волнового числа χ могут быть получены непосредственно из дисперсионных уравнений для постоянной распространения γ_b . Для этого в уравнениях (3)—(6) нужно вместо q_0 и q_ϵ подставить их значение из (7). Наименьший корень уравнения и является критическим волновым числом.

Аналогично тому, как это сделано в статье [1] для основной волны H_{10} , в крестообразном волноводе в нулевом приближении найдены выражения для нахождения основных параметров.

Предельная мощность для случая максимума электрического поля в центре волновода:

$$\hat{W}_u = \frac{\hat{E}^2 \lambda_0}{\eta \lambda_g} \left[g A_u + \frac{q_\epsilon^2}{q_0^2} S_u^2 g B_u + \frac{q_\epsilon^2}{q_0^2} \Phi_u^2 h D_u \right], \quad (8)$$

$$\hat{W}_6 = \frac{\hat{E}^2 \lambda_0}{\eta \lambda_g} \left[g A_6 + S_6^2 g B_6 + \frac{q_0^2}{q_\epsilon^2} \Phi_6^2 h D_6 \right]. \quad (9)$$

Характеристическое сопротивление:

$$Z_{\text{ц}} = \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \frac{2\gamma g^2}{\left[gA_{\text{ц}} + \frac{q_{\varepsilon}^2}{q_0^2} S_{\text{ц}}^2 gB_{\text{ц}} + \frac{q_{\varepsilon}^2}{q_0^2} \Phi_{\text{ц}}^2 hD_{\text{ц}} \right]}, \quad (10)$$

$$Z_6 = \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \frac{2\gamma g^2}{\left[gA_6 + S_6^2 gB_6 + \frac{q_0^2}{q_{\varepsilon}^2} \Phi_6^2 hD_6 \right]}. \quad (11)$$

Постоянная затухания:

$$\alpha_{\text{ц}} = \frac{q_{\varepsilon}^2}{\gamma_b} \sqrt{\frac{\lambda_0}{g\pi\eta}} \frac{K_{\text{ц}}}{\left[gA_{\text{ц}} + \frac{q_{\varepsilon}^2}{q_0^2} S_{\text{ц}}^2 gB_{\text{ц}} + \frac{q_{\varepsilon}^2}{q_0^2} \Phi_{\text{ц}}^2 hD_{\text{ц}} \right]}, \quad (12)$$

$$\alpha_6 = \frac{q_0^2}{\gamma_b} \sqrt{\frac{\lambda_0}{g\pi\eta}} \frac{K_6}{\left[gA_6 + S_6^2 gB_6 + \frac{q_0^2}{q_{\varepsilon}^2} \Phi_6^2 hD_6 \right]}, \quad (13)$$

здесь $\bar{g}$ — удельная проводимость стенки волновода.

В формулах (8)—(13) обозначения с индексами ц и б являются функциями размеров волновода и параметров диэлектрика. Индексы ц и б относятся к волноводам с диэлектриком в центральной и боковых секциях соответственно.

Выражения получены в предположении существования в волноводе H_{10} - и H_{20} -волн. Более строгое решение получается в предположении продольных LM - и LE -волн.

В работе [3] на основании рассмотрения резонанса в n -ступенчатом волноводе со слоистым заполнением получена система $(n-1)$ характеристических уравнений с неопределенными параметрами для определения низшей критической волны. Решение системы уравнений трудоемко и дает довольно приближенные результаты.

Список литературы: 1. Седых В. М., Яцук Л. П. Параметры H -волновода с диэлектрическим заполнением. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1963, т. VI, № 3, с. 572. 2. Фунтова Н. Ф. О приближенных методах расчета критических частот H -волноводов. — «Уч. зап. МГПИ им. В. И. Ленина», 1954, т. 88, с. 67. 3. Яшкин А. Я. К расчету слоистых волноводов ступенчатого поперечного сечения. — «Изв. вузов. Радиотехника», 1960, т. 3, № 2, с. 57.

О. С. ОЛЕЙНИК, Г. М. ПЕТЬКОВ, В. В. ПОКУСАЙ,
И. И. САПРЫКИН, В. М. СЕДЫХ, *д-р физ.-мат. наук*

СВЧ-ФИЛЬТР НИЖНИХ ЧАСТОТ НА КОМПЛАНАРНОЙ ЛИНИИ

В связи с перспективностью компланарных передающих линий [1] необходимы СВЧ-элементы, выполненные на базе этих линий. В данной работе сделана попытка реализации СВЧ-фильтра нижних частот (ФНЧ) на компланарной линии, так как в литературе подобные фильтры не описаны.

Известны фильтры нижних частот на коаксиальных, полосковых и волноводных линиях передачи [2]. Реализация ФНЧ в полосковом и в особенности в микрополосковом исполнении сопряжена с проблемой реализации больших волноводных сопротивлений. Применение компланарных линий значительно упрощает конструирование фильтров.

Компланарная линия состоит из центрального проводника и заземленных плат, расположенных в одной плоскости на диэлектрической подложке с большой диэлектрической проницаемостью. При неизменной толщине и диэлектрической проницаемости подложки волновое сопротивление компланарной линии обусловлено шириной центрального проводника и шириной щелей между центральным проводником и заземленными платами. Варьируя эти величины, можно обеспечить как большое, так и малое значение волнового сопротивления. Если использовать каскадное включение коротких отрезков (значительно меньше четверти длины волны) с большим и малым волновым сопротивлением, что эквивалентно каскадному включению последовательных индуктивностей и параллельных емкостей, то в результате можно получить эффект фильтрации сигналов нижних частот и подавление сигналов высоких частот.

При этом последовательную индуктивность и параллельную емкость можно рассчитать по приближенным формулам $L =$

$$= \frac{Z_0 l}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_r + 1}{2}}; \quad C = \frac{l}{Z_0 c} \sqrt{\frac{\epsilon_r + 1}{2}}, \quad \text{где } Z_0 \text{ — волновое сопротивление; } l \text{ — длина отрезка компланарной линии; } \epsilon_r \text{ — относительная диэлектрическая проницаемость подложки; } c \text{ — скорость света в вакууме.}$$

Реализовать указанные величины в компланарной линии можно, варьируя ширину центрального проводника; ширину щелей и ширину центрального проводника; только ширину щелей.

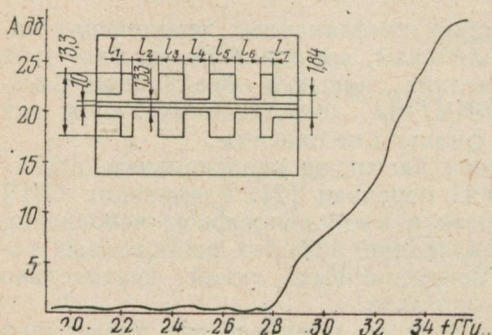
При экспериментальном исследовании установлено, что первый вариант фильтра выполнить сложно, так как при реализации большого волноводного сопротивления ширина центрального проводника оказывается очень маленькой. Конструктивно выполнимы второй и третий варианты.

Расчет фильтра нижних частот производится следующим образом. Задавшись частотой среза, пульсациями в полосе пропускания и затуханием в области запираения, находим число звеньев фильтра, обеспечивающих заданную характеристику [2]. Затем определяем параметры звеньев и по приведенным

выше формулам вычисляем длины отрезков, идентичных индуктивностям и емкостям.

В нашем случае расчет производился для фильтра нижних частот, выполненного на компланарной линии, имеющей керамическую подложку с $\epsilon_r = 10$ и размерами $60 \times 49 \times 1$ мм.

Как следует из графика для волнового сопротивления



тивления [1], в компланарной линии с волновым сопротивлением, равным 50 Ом, последовательную индуктивность и параллельную емкость можно реализовать, изменив соответственно волновое сопротивление отрезков линии до 100 и 40 Ом. На рисунке приведены основные размеры рассчитанного таким образом семи-звенного фильтра с частотой среза 3 ГГц. К измерительной аппаратуре фильтр подсоединяется с помощью малоотражающих коаксиально-компланарных переходов. На этом же рисунке дана экспериментальная частотная характеристика фильтра. Как следует из графика, затухание в полосе запираения более 30 дБ, а затухание в полосе пропускания не превышает 0,8 дБ.

Реализация фильтра осуществлялась изменением ширины щелей отрезков компланарной линии при неизменной ширине центрального проводника.

Как показали экспериментальные исследования, в случае, когда реактивности обеспечиваются изменением ширины щелей и центрального проводника, характеристика фильтра ухудшается. В полосе запираения появляется изрезанность характеристики, частота среза фильтра более отличается от расчетной, а в полосе пропускания увеличивается уровень пульсаций. Все это можно объяснить увеличением паразитных реактивностей в областях скачкообразных изменений волнового сопротивления линии.

Таким образом, оптимальный вариант фильтра нижних частот в компланарном исполнении можно получить скачкообразным изменением ширины щелей между заземленными пластинами и центральным проводником. При этом ширина центрального проводника во всех звеньях фильтра остается неизменной и равной ширине проводника основной линии.

Список литературы: 1. Воробьев В. В. Щелевые линии передачи и компланарные волноводы для интегральных схем. — «Зарубежная радиоэлектроника», 1972, № 5, с. 93—116. 2. Маттей Д. Л., Янг Л., Джонс Е. М. Т. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. Т. 1. М., «Связь», 1971. 354 с.

УДК 621.372.852.2

С. В. БУТАКОВА, канд. техн. наук, Н. Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук, А. Ф. ЛЯХОВСКИЙ

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ 3-дБ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ МОСТОВ

В фазлируемых антенных решетках и других устройствах СВЧ широко используются механически или электрически управляемые (непрерывные или дискретные) фазовращатели на основе связанных волноводных или других линий передачи с 3-дБ связью [1]. Достоинствами таких фазовращателей являются простота конструкции, малые вносимые потери, большая электрическая прочность. Кроме того, в идеальном случае их характеристики в точности соответствуют характеристикам отрезка линии с регулируемой длиной, т. е. зависимость фазового сдвига от перемещения короткозамыкающих поршней линейная.

В реальном фазовращателе с 3-дБ мостом наблюдается отклонение зависимости фазового сдвига от линейного закона, обусловленное неидеальностью моста. Более того, даже в случае идеального моста возможна нелинейность фазового сдвига за счет изменения условий возбуждения высших типов волн на краю щели связи при перемещении поршней.

Рассмотрим влияние этих факторов на примере фазовращателя на основе 3-дБ волноводно-щелевого моста со связью по узкой стенке волновода. Схема фазовращателя показана на рис. 1, где l — длина; a — ширина области связи; c — ширина смежных идентичных волноводов, образующих мост ($a=2c$); d — смещение короткозамыкателей относительно конца щели связи.

Анализ проведен методом квазиоператоров рассеяния [2, 3], при этом толщина общей стенки волноводов моста полагалась бесконечно малой. Характеристики фазовращателя рассчитывали на ЭВМ в диапазоне $2/3 < \lambda/a < 1$ с учетом в области связи десяти типов волн H_{n0} . Ошибку счета оценивали по балансу мощности, она превышает 15%. Данные, приведенные на графиках, соответствуют $\lambda/a=0,7$.

Абсолютный фазовый сдвиг ψ_0 и КСВН фазовращателя с разными длинами области связи моста $\frac{l}{a}$ в зависимости от смещения короткозамыкателей $\left(0 \leq \frac{d}{c} \leq 1\right)$ представлены

на рис. 1. В начальном положении ($\frac{d}{c}=0$) закоротки находятся на конце щели связи, а их перемещение на $d/c=0,98$ соответствует изменению длины закороченных отрезков волноводов на $\lambda_g/2$.

При положении поршней вблизи щели связи мост возбуждается со стороны плеч 2 и 3, кроме основного, и высшими типами

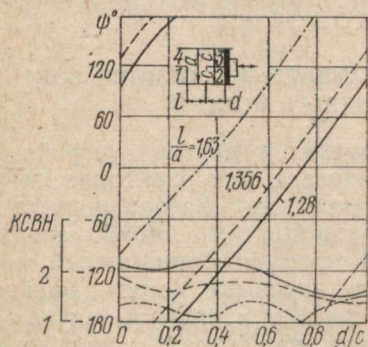


Рис. 1.

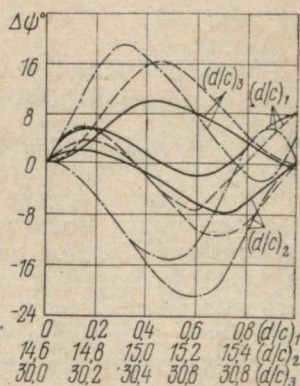


Рис. 2.

переотраженных волн. Поэтому, чтобы выяснить, какое влияние оказывает возбуждение моста со стороны короткозамкнутых волноводов высшими типами волн, были рассчитаны характеристики фазовращателя при удаленных короткозамыкателях от края щели на расстояние нескольких длин волн. В этом случае мост заведомо возбуждается переотраженными волнами только основного типа H_{10} . На рис. 2 приведена зависимость отклонения фазы от линейного закона в предположении, что в начальном положении поршней $(d/c)_1=0$, $(d/c)_2=14,6$, $(d/c)_3=30$ фаза фазовращателя совпадает с фазой короткозамкнутого волновода. Из рисунка видно, что нелинейность фазового сдвига сохраняется и при возбуждении моста переотраженными волнами только основного типа.

Максимальные значения и характер изменения КСВН тоже сохраняются.

Рассмотрим далее влияние высших типов волн при перемещении короткозамыкателей вблизи границы области связи моста. Для этого в расчете фазовращателя с мостом $l/a=1,63$ учитывались последовательно 10, 5 и 3 типов волн. Когда короткозамыкающие поршни расположены у конца щели ($d/c=0$), КСВН с учетом 5 и 3 типов волн больше, чем КСВН при учете 10 типов волн на 0,01 и 0,02, а сдвиг фазы больше соответственно на $0,2^\circ$ и $0,7^\circ$. При удалении поршней на $d/c=0,25$ отличие КСВН с учетом 5 и 3 типов волн относительно КСВН с учетом

10 типов волн составляет 10^{-6} и $7 \cdot 10^{-5}$, а фазовый сдвиг отличается на $3 \cdot 10^{-5}$ и $2 \cdot 10^{-3}$ градуса. Если короткозамыкатели находятся на удалении $d/c \geq 0,5$, то отличие параметров фазовращателя с учетом 10, 5 и 3 типов волн оказывается меньше ошибки счета. Таким образом, если короткозамыкающие поршни находятся не ближе чем четверть длины волны в волноводе от края щели связи, то высшие типы волн практически не влияют на параметры фазовращателя.

Сравнение данных рис. 1 и параметров мостов, приведенных в таблице при $\lambda/a = 0,7$ показывает, что нелинейность фазового сдвига обусловлена в основном неидеальной развязкой моста, а на КСВН преобладающее влияние оказывает деление подводимой мощности между его выходными плечами.

l/a	КСВН	Деление $ \dot{E}_2/\dot{E}_3 $	$\arg \dot{E}_2 -$ $-\arg \dot{E}_3$	Развязка P_4/P_1
1,63	1,215	1,0	$91,3^\circ$	0,011
1,356	1,200	1,25	$91,1^\circ$	0,009
1,280	1,120	1,34	$90,2^\circ$	0,0046

Отличие разности фаз волн в выходных плечах моста от 90° вносит добавку в нелинейность фазового сдвига и увеличивает КСВН фазовращателя. Эта связь между характеристиками фазовращателя и используемого 3-дБ моста сохраняется во всем рабочем диапазоне длин волн.

Таким образом, неидеальность щелевого моста приводит к нелинейному изменению фазового сдвига в зависимости от перемещения короткозамыкающих поршней и существенно ухудшает согласование фазовращателя.

По-видимому, полученные выводы справедливы и для фазовращателей на основе 3-дБ делителей на полосковых линиях передачи.

Список литературы: 1. Сканирующие антенные системы СВЧ. Т. III. Пер. с англ. под ред. Г. Т. Маркова, А. Ф. Чаплина. М., «Сов. радио», 1971. 463 с. 2. Бутакова С. В. Исследование сложных волноводных соединений с одной или несколькими областями связи. — В кн.: Антенны. Вып. 5. М., «Связь», 1969, с. 140—154. 3. Бутакова С. В. К расчету H -плоскостного ступенчатого сочленения прямоугольных волноводов. — В кн.: Антенны. Вып. 13. М., «Связь», 1971, с. 56—70.

УДК 621.372.85

Л. И. БАБАРИКА, Л. К. ПЕТЬКОВА

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Волноводно-диэлектрические резонаторы, обладающие повышенным уровнем рабочей мощности по сравнению с диэлектрическими, применяются для конструирования резонансных СВЧ устройств [1], работающих в широком интервале температур.

Для реализации температурной стабилизации таких устройств необходимо изучение температурных характеристик волноводно-диэлектрических резонаторов.

Измерение этих характеристик представляет и самостоятельный интерес: для реализации термоуправляемых устройств; как метод измерения параметров диэлектрических [2] и ферритовых материалов в диапазоне температур.

В работе приведены температурные зависимости резонансных частот собственных колебаний волноводно-диэлектрических

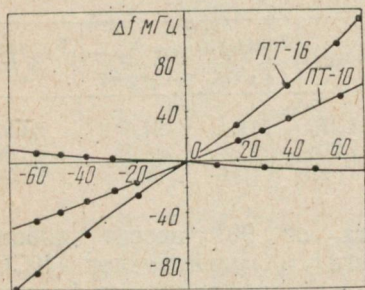


Рис. 1.

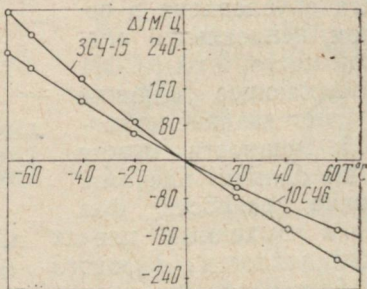


Рис. 2.

резонаторов при полном заполнении поперечного сечения волновода диэлектриком или ферритом. Для уменьшения влияния зазоров между диэлектрическим или ферритовым вкладышем и стенками волновода использован инваровый посеребренный волновод сечением $28,5 \times 6$. Измерения проведены в 3-см диапазоне длин волн при температуре $-70 \div +70^\circ\text{C}$. Исследуемые резонаторы помещались в термостат с автоматической регулировкой температуры. Для увеличения точности измерений температурные датчики устанавливались непосредственно на волноводе. Размеры ферритовых и диэлектрических вкладышей волноводно-диэлектрических резонаторов, работающих на основном типе колебаний $H_{20\%}$, определялись по известным формулам и графикам работы [2] и ориентировочным значениям параметров использованных материалов.

На рис. 1 приведены температурные зависимости резонансных частот волноводно-диэлектрического резонанса диэлектрических (лейко-сапфир, ПТ-10, ПТ-16) и немагнитных (магнитоэлектрических) ферритовых (3С415, 10С46) пластин (рис. 2). Как видно из рис. 1, 2, минимальные температурные изменения резонансных частот характерны для волноводно-диэлектрического резонатора, выполненного из лейко-сапфира. Изменение резонансных частот волноводно-диэлектрических резонаторов, выполненных из диэлектриков ПТ-10, ПТ-16 (рис. 1), соответствует отрицательному температурному коэффициенту диэлектрической проницаемости этих материалов.

Приведенные зависимости аналогичны (как по характеру изменений, так и по абсолютной величине) и для резонаторов с частичным заполнением поперечного сечения волновода, соответствующим диэлектрическим или ферритовым материалам, и могут быть использованы для оценок температурных зависимостей их резонансных частот. Наиболее термостабильными являются волноводно-диэлектрические резонаторы, выполненные из лейко-сапфира.

Термостабильные волноводно-диэлектрические резонаторы можно реализовать на основе составных резонаторов, отдельные части диэлектрических или ферритовых вкладышей которых выполнены из материалов с противоположной зависимостью диэлектрической проницаемости от температуры. При этом на основе широко распространенных диэлектрических и ферритовых материалов (ПТ-10, ПТ-16, 10СЧ6) несложно реализовать составные волноводно-диэлектрические резонаторы, температурная нестабильность резонансных частот которых не превышает ± 10 МГц.

Список литературы: 1. Сверхвысокочастотный фильтр. Авт. свид. № 543051. Бюл. изобрет., 1977, № 2. Авт.: В. А. Коробкин, В. В. Матяшев, Л. И. Бабарика и др. 2. Определение параметров диэлектриков на сверхвысокой частоте с помощью волноводно-диэлектрических резонансов. — «Приборы и техника эксперимента», 1976, № 3. Авт.: В. А. Коробкин, Н. И. Пятак, Л. И. Бабарика и др.

УДК 621.372.85

Л. И. БАБАРИКА, В. А. КОРОБКИН, канд. физ.-мат. наук,
Н. И. ПЯТАК, канд. физ.-мат. наук

ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИЯ ВОЛНОВОДНЫХ ВЕНТИЛЕЙ НА ОСНОВЕ Т-ЦИРКУЛЯТОРОВ

В настоящее время получили широкое распространение малогабаритные вентили на основе Т-разветвлений, в одном из боковых плеч которых установлена поглощающая нагрузка [1, 2]. Однако температурная нестабильность параметров таких вентилях ограничивает область их применения.

Как показали проведенные исследования, в рабочем интервале температур (обычно $\pm 70^\circ\text{C}$) полоса развязки вентилях смещается по частоте, в зависимости от марки феррита, на 200—400 МГц, что обусловлено зависимостью частоты волноводно-диэлектрического резонанса ферритового вкладыша от температуры. Плавное смещение намагниченного ферритового вкладыша из области разветвления в прямоугольный волновод позволяет проследить трансформацию полосы развязки вентиля (практически без изменения частоты) в типичную резонансную кривую волноводно-диэлектрического резонатора [3] основного типа колебаний квази — H_{206} . При этом частота собственных колебаний квази — H_{206} (центральная частота полосы развязки

вентиля) ферритового вкладыша цилиндрической формы в прямоугольном волноводе приближенно может быть вычислена из выражения [3]:

$$\Gamma \operatorname{tg} \Gamma \frac{L}{2} = \gamma_{\perp},$$

справедливого для эквивалентного ферритового параллелепипеда с квадратным основанием, где Γ и γ — постоянные распространения и затухания волны — H_{20} , соответственно в заполненном ферритом и пустом волноводе; $L = \frac{\sqrt{\pi}}{2} D$ — эквивалентный продольный (поперечный) размер ферритового параллелепипеда; D — диаметр ферритового цилиндра. Естественно, что температурная зависимость центральной частоты развязки вентиля находится в соответствии с температурной зависимостью частоты волноводно-диэлектрического резонанса ферритового вкладыша в волноводе.

Исследование температурной неустойчивости широкополосных вентилях с несогласованной нагрузкой [1, 2], частотная зависимость обратного затухания которых имеет характер, типичный для двух связанных контуров, показало, что в диапазоне температур помимо неустойчивости центральной частоты, наблюдается изменение величины обратного затухания. Это связано с тем, что крутизна температурной зависимости резонансной частоты одного из контуров (волноводно-диэлектрического резонатора) гораздо больше другого (T -разветвления с несогласованной нагрузкой). Поэтому в диапазоне температур характеристика обратного затухания вентиля искажается, становится узкополосной. Для стабилизации величины развязки, как следует из вышеизложенного, необходимо с изменением температуры осуществлять подстройку частоты одного из контуров. Такая подстройка нами реализована путем перемещения нагрузки, закрепленной на термозлементе, выполненном из материалов с большой разницей ТКЛР.

Термостабилизированные таким способом вентили 3 см диапазона в интервале температур $\pm 60^\circ\text{C}$ обеспечивают уровень развязки не менее 40 дБ в 5% полосе частот.

Список литературы: 1. Бочкарев А. И., Курушин А. П., Часовников А. П. Малогабаритный ферритовый вентиль миллиметрового диапазона волн. — «Радиофизика», 1975, т. XVIII, № 5, с. 753—756. 2. Буданов В. Н., Беляков С. В. Параметры рассеяния и анализ характеристик У-циркулятора с произвольной импедансной нагрузкой. «Электронная техника, серия 1 — Электроника СВЧ», 1977, вып. 10, с. 69—77. 3. Коробкин В. А., Пятак Н. И., Груцк В. И. Ферритовый волноводный модулятор на основе волноводно-диэлектрического резонанса ферритового образца. — «Электронная техника. Сер. 1 — Электроника СВЧ», 1977, вып. 10, с. 108—110.

А. Н. НЕЧИПОРЕНКО, В. Ю. ПОЛИВАНОВ,
В. П. ШЕЙКО, канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМОГО АТТЕНЮАТОРА МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

При решении задачи построения электрически сканирующих антенн возникает проблема миниатюризации фазовращателей и коммутаторов, вызванная необходимостью использования большого числа излучателей в антенных решетках. Применение полупроводниковых элементов, в частности *p-i-n*-диодов, на СВЧ в качестве управляющих устройств в какой-то мере позволяет разрешить данную проблему.

Важно, что полупроводниковые устройства при относительно малой мощности цепей питания (до 1 Вт) превосходят в быстродействии ферритовые, обеспечивая большую скорость сканирования. В настоящее время разработан и внедрен в промышленное производство ряд малогабаритных и быстродействующих приборов 3-сантиметрового и 8-миллиметрового диапазонов с применением *p-i-n*-диодов. Кроме того, как показывает эксперимент, некоторые типы диодов можно с успехом использовать и в более коротковолновом диапазоне. Так, при конструировании электрически управляемого аттенюатора диапазона $\lambda = 4 \div 5$ мм применяли диоды типа 2Н-513А. Диоды помещали в П-образный волновод, позволяющий сконцентрировать СВЧ-поле в малом зазоре. Величина зазора волновода соответствовала толщине применяемых диодов, а ширина выступа выбиралась из условия согласования с активным сопротивлением диода в рабочем режиме. Сочленение П-образного волновода с трактом достигалось согласующими плавными переходами. Измерения затухания проводили на установке, показанной на рис. 1, методом замещения (сравнивали величины затухания, вносимого исследуемым аттенюатором А и калиброванным поляризационным аттенюатором АП). Установлено, что устройство с одним управляемым элементом 2А-513А работает в очень узкой полосе частот и вносит незначительное затухание (~ 7 дБ). Причем начальные потери, обусловленные отражением и поглощением в диоде при отсутствии управляющего тока, составляют также ~ 7 дБ. С целью увеличить вносимое затухание и уменьшить КСВН были использованы два диода типа 2А-513А, расположенные на расстоянии $\lambda_g/4$ друг от друга на выступе П-образного волновода. При этом [1] управляющее устройство вносит максимальное затухание при минимальном коэффициенте отражения. В нашем случае максимальное затухание составило ~ 40 дБ при начальных потерях, обусловленных в основном отражением, равным 4 дБ. Значения управляющего тока менялось от 0 до 100 мА. Незначительное

изменение расстояния между диодами приводило к увеличению начальных потерь и уменьшению вносимого затухания. При равенстве этого расстояния половине длины волны в волноводе затухание было минимальным, а коэффициент отражения принимал наибольшее значение.

Начальные потери частично удалось снизить, применяя трансформатор полных сопротивлений (рис. 1). Введение ди-

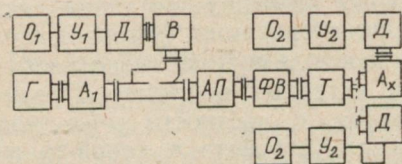


Рис. 1. Г — генератор ГЗ-37/4; A_1 — аттенюатор; АП — контрольный поляризационный аттенюатор; В — волномер; ФВ — фазовращатель; Т — трансформатор полных сопротивлений; A_x — исследуемый аттенюатор; Д — детектор Д407; $Y_{1(2)}$ — усилитель измерительный У2-4; $O_{1(2)}$ — осциллограф С1-5.

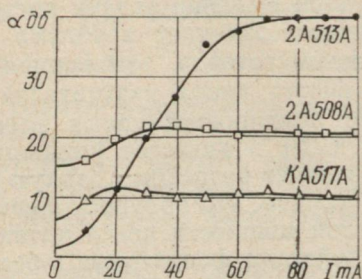


Рис. 2. Зависимость затухания управляемого аттенюатора от тока смещения.

электрических пластин ($\epsilon=12$) с целью компенсации начальных реактивных проводимостей диодов [2, 3] к желаемым результатам не привели.

Эксперименты с другими типами диодов (2A-505Б, 2A-508А, КА-509Б, КА-510Д, КА-517А) при различных вариантах включения их в волновод $3,6 \times 1,8$ мм не дали удовлетворительных результатов по созданию электрически управляемого аттенюатора в заданном диапазоне.

На рис. 2 приведены графики зависимости затухания управляемого аттенюатора от тока смещения. Поскольку возможно эффективное использование управляющих свойств некоторых типов $p-i-n$ -диодов в не предназначенном для их работы диапазоне 60—70 ГГц реально создание управляющих устройств на $p-i-n$ -диодах и в более коротковолновом диапазоне.

Список литературы: 1. Бова Н. Т., Стукало П. А. К расчету характеристик модулятора СВЧ на полупроводниковых приборах. — «Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника», 1967, № 11. 2. СВЧ устройства на полупроводниковых диодах. Проектирование и расчет. Под ред. И. В. Мальского и Б. В. Сестрорецкого. М., «Сов. радио», 1969. 3. Дзехцер Г. Б., Орлов О. С. « $p-i-n$ -диоды в широкополосных устройствах СВЧ». М., «Сов. радио», 1970.

Ю. В. МАЙСТРЕНКО

ВЛИЯНИЕ ШУМОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА НА АМПЛИТУДУ И ЧАСТОТУ КОЛЕБАНИЙ ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Вопросам исследования эффекта дифракционного излучения и создания на этом принципе источников электромагнитной энергии посвящено большое число работ [1]. Однако в основном изучались энергетические и частотные (диапазона перестройки) характеристики генераторов дифракционного излучения (ГДИ). В настоящее время отсутствуют полные теоретические исследования флуктуационных характеристик ГДИ.

Шумы в электронном потоке приводят к постоянным флуктуациям амплитуды и частоты дифракционного излучения, при этом их средние значения остаются постоянными. Поскольку уровень шумов мал, можно предположить, что спектры шумов электронного потока линейно преобразуются в спектры флуктуаций дифракционного излучения, т. е. спектральная составляющая флуктуаций на частоте F вызывается спектральными составляющими шумов пучка только на этой частоте. Флуктуации колебаний и вызывающие их шумы можно считать медленными процессами по сравнению с «несущим» колебанием, если анализ шумов производится в доплеровском диапазоне (от единиц герц до сотен килогерц). Эти процессы медленные и по сравнению с переходными, скорость которых определяется временем установления колебаний генератора. Основываясь на этих предположениях, можно использовать для расчета флуктуаций в приборах типа ГДИ уравнения стационарных колебаний. Такая методика оправдала себя при исследованиях других приборов СВЧ, например, клистронов [2].

Точность квазистатистического метода при определении шумовых характеристик генераторов существенным образом зависит от точности исходных уравнений стационарных колебаний.

Для решения задачи о шумах ГДИ воспользуемся приближенными уравнениями, полученными в [3].

Флуктуации амплитуды ξ и частоты ω возникают вследствие флуктуаций тока I_0 и флуктуаций углов пролета φ_0 , Φ_0 , обусловленные флуктуациями скорости электронов в пространстве взаимодействия. Флуктуации тока пучка $\delta I(t)$ вызываются шумом катодного тока и шумом токоперехвата электродами электронной пушки (анодом для разных пушек и решеткой), а флуктуации скорости пучка $\delta V_0(t)$ техническими (флуктуации $\delta U(t)$ — напряжения источника питания) и ионными процессами (флуктуации δV_i скорости электронов при изменении давления остаточных газов [4]).

В общем случае ток пучка и угол пролета запишем в виде

$$I = \bar{I}_0 + \delta I(t), \quad (1)$$

$$\Phi_0 = \bar{\Phi}_0 + \delta \bar{\Phi}_0(t), \quad \delta \Phi_0(t) = \delta \Phi_0(t) + \delta \Phi_j(t), \quad (2)$$

где

$\delta I(t) = \beta [\delta I_{\text{лр}}(t) + \delta I_j(t) + \delta I_{\text{ф}}(t)] + \delta I_m(t)$, $\delta V_0(t) = \delta V_m(t) + \delta V_i(t)$; (3) $\bar{\Phi}_0 = \left(\frac{\omega_0}{V_0} - \frac{2\pi}{l} \right) L$; $\bar{\varphi}_0 = \frac{\omega_0}{V_0} L$; $\bar{I}_0$, $\bar{\Phi}_0$, (4) $\bar{\varphi}_0$ — средние значения тока катода и углов пролета; $\delta I_{\text{лр}}(t)$, $\delta I_j(t)$, $\delta I_{\text{ф}}(t)$ — низкочастотные составляющие дробового, ионного, фликкерного шумов катодного тока соответственно; $\delta I_m(t)$ — флуктуации токораспределения; β — коэффициент, учитывающий все потери тока на пути от катода до коллектора;

$$\delta V_m(t) = 1/2 \bar{V}_0 \frac{\delta U(t)}{U_0}. \quad (5)$$

Изменение параметров (2) приводит к флуктуациям амплитуды и частоты колебаний: $\xi(t) = \bar{\xi}_0 + \delta \xi(t)$; $\omega(t) = \bar{\omega}_0 + \delta \omega(t)$. Подставляя соотношения (2), (3) в выражение для амплитуды и частоты из [3] и пренебрегая величинами второго порядка малости, получим следующие соотношения для спектральных плотностей амплитудных и частотных флуктуаций генерируемых колебаний:

$$W_{\xi}(F) = \frac{W_U(F)}{U_0^2} A_U^2 + \frac{W_v(F)}{V_0^2} A_V^2 + \frac{W_I(F)}{I_0^2} A_I^2; \quad (6)$$

$$W_{\omega}(F) = \frac{\omega_0^2}{Q_1^2} \left\{ \frac{W_U(F)}{U_0^2} B_U^2 + \frac{W_V(F)}{V_0^2} B_V^2 + \frac{W_I(F)}{I_0^2} B_I^2 \right\}, \quad (7)$$

$$W_I(F) = W_{\text{лр}}(F) + W_{\text{ф}}(F) + W_j(F) + W_m(F).$$

Постоянные коэффициенты вычисляются по формулам:

$$A_U = G_U - \left[C_U - \frac{1}{4} \frac{\bar{\varphi}_p}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p} \left(B + \frac{D}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p} \right) \right] \frac{\bar{\varphi}_0}{Q_1} \frac{R_1 + R_2}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p} + \frac{\bar{\varphi}_p}{4} \frac{R_1 + R_2}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p};$$

$$A_V = R_1 + R_2 + \frac{\bar{\varphi}_0}{Q_1} \frac{R_1 + R_2}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p} [B(\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p) + D];$$

$$A_I = G_I - \frac{\bar{\varphi}_p}{2} \frac{R_1 + R_2}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p} - \left[C_I + \frac{\bar{\varphi}_p}{2} \left(B + \frac{D}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p} \right) \right] \times$$

$$\times \frac{\bar{\varphi}_0}{Q_1} \frac{R_1 + R_2}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p};$$

$$B_U = C_I + \frac{1}{2} \bar{\varphi}_p \left(B + \frac{D}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p} \right); \quad B_V = -D - B(\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p);$$

$$Q_1 = 2Q - \bar{\varphi}_0 \left(B + \frac{D}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p} \right);$$

$$G_U = \frac{1}{2} (R_1 + 3R_2) - \frac{5}{2} A_p (R_1 + R_2);$$

$$G_I = \frac{2}{3} A_p (R_1 + R_2) - R_2;$$

$$C_U = B \frac{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p}{2} (5A_p - 1) + \frac{D}{2} (5A_p - 3);$$

$$C_I = 2/3 A_p [B(\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p) + D] - D;$$

$$A_p = \frac{\Delta \bar{V}_{01}}{\bar{V}_{01}} \left[\left(\frac{\sigma}{\sigma_1} \right) \left(\frac{p}{p_1} \right) \left(\frac{I_0}{I_{01}} \right) \right]^{2/3} \left(\frac{\bar{V}_{01}}{\bar{V}_0} \right)^6;$$

$$B_I = C_I + \frac{1}{2} \bar{\varphi}_p \left(B + \frac{D}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p} \right);$$

$$R_1 = \frac{1}{2} M_\varepsilon (\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p)^3 \frac{f_{a2}}{T_0 + f_{a1}};$$

$$R_2 = \frac{1}{2} \frac{\bar{T}_0}{T_0 + f_{a1}};$$

$$D = \frac{1}{T_0} \left(f_{r1} - \frac{\bar{f}_{a1} \bar{f}_{r2}}{\bar{f}_{a2}} \right);$$

$$\begin{aligned} B = & \frac{f_{a1} f_{r2}}{\bar{T}_0 f_{a2}} \left[\frac{1}{\bar{f}_{a1}} \left(\sin \frac{\bar{\Phi}_0}{A \bar{\Phi}_0^3} - \frac{\bar{\Phi}_0 \cos \bar{\Phi}_0}{A \bar{\Phi}_0^3} - 3 \frac{\bar{f}_{a1}}{\bar{\Phi}_0} \right) + \right. \\ & + \frac{1}{\bar{f}_{r2}} \left(\frac{M_2}{768 \bar{\Phi}_0^7} - 7 \frac{\bar{f}_{r2}}{\bar{\Phi}_0} \right) - \frac{k}{\bar{f}_{a2}} \left. \right] - \frac{1}{\bar{T}_0} \times \\ & \times \left(\frac{\cos \bar{\Phi}_0 + \bar{\Phi}_0 \sin \bar{\Phi}_0}{A \bar{\Phi}_0^3} - 1 - 3 \frac{\bar{f}_{r1}}{\bar{\Phi}_0} \right) - \\ & - \frac{\bar{f}_{r2}}{\bar{f}_{a2}} \left[\frac{K}{\bar{f}_{a2}} - \frac{1}{\bar{f}_{r2}} \left(\frac{M_2}{768 \bar{\Phi}_0^7} - 7 \frac{\bar{f}_{r2}}{\bar{\Phi}_0} \right) \right]; \end{aligned}$$

$$M_{\varepsilon} = \frac{1}{(\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p)^2 \bar{f}_{a2}} \left[(\bar{T}_0 + \bar{f}_{a1}) \left(\frac{K}{\bar{f}_{a2}} + \frac{2}{\bar{\varphi}_0 + \bar{\varphi}_p} \right) - \frac{1}{\bar{\varphi}_0} \left(\frac{\sin \bar{\Phi}_0 - \bar{\Phi}_0 \cos \bar{\Phi}_0}{4 \bar{\Phi}_0^3} - 3 \bar{f}_{a2} \right) \right];$$

$$M_2 = 24 (\bar{\Phi}_0^2 - 1) + 2 \bar{\Phi}_0 (3 - \bar{\Phi}_0^2) \sin \bar{\Phi}_0 + 48 \sin 2 \bar{\Phi}_0 + 6 (\bar{\Phi}_0^2 - 8) \cos \bar{\Phi}_0 + 12 (6 - \bar{\Phi}_0^2) + \cos 2 \bar{\Phi}_0;$$

$$\bar{T}_0 = \frac{\omega_0 \varepsilon S}{2QL} \frac{\bar{U}_0}{\beta \bar{T}_0 \bar{\varphi}_0}; \quad \bar{f}_{a1} = f_{a1} |_{\Phi_0 = \bar{\Phi}_0};$$

$$\bar{f}_{a2} = f_{a2} |_{\Phi_0 = \bar{\Phi}_0}; \quad \bar{f}_{r1} = f_{r1} |_{\Phi_0 = \bar{\Phi}_0}; \quad \bar{f}_{r2} = f_{r2} |_{\Phi_0 = \bar{\Phi}_0};$$

$$\bar{\varphi}_p = 1,83 \cdot 10^{10} \sqrt{\frac{\beta \bar{T}_0}{V \bar{U}_0}};$$

$f_{a1}, f_{a2}, f_{r1}, f_{r2}$ взяты из работы [3].

Спектральные плотности дробовых ($W_{др}$), фликкерных (W_{Φ}), ионных (W_j) шумов, а также токоперехвата (W_m) и спектральную плотность среднего квадрата начальной скорости для режима ограничения тока температурой катода (W_v) можно оценить по формулам, приведенным в [2]. Спектральная плотность среднего квадрата технических шумов (W_U) определяется характеристиками применяемого источника питания.

Полученные соотношения (4), (5) позволяют определить амплитудные и частотные флуктуации ВЧ сигналов генерации от различных параметров прибора: от величины тока пучка, от ускоряющего напряжения u_0 или угла пролета Φ_0 , добротности резонатора, давления остаточных газов и др. В частности, из анализа формул следует, что наличие в приборах открытого резонатора позволяет значительно уменьшить величину амплитудных (частотных) флуктуаций (по сравнению, например, с ЛОВО миллиметрового диапазона). Численные оценки соотношений (6), (7), проведенные в миллиметровом диапазоне длин волн, дают удовлетворительные количественные и качественные согласования теоретических результатов с экспериментом [5].

Список литературы: 1. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. Харьков, «Вища школа», 1976. 232 с. 2. Корнилов С. А., Савинский В. А., Уман С. Д. Шумы клистронных генераторов малой мощности. М., «Сов. радио», 1972. 200 с. 3. Шевчик В. Н., Исаев В. А., Трубецкой Д. И. Приближенная нелинейная теория оротрона. — «Изв. вузов. Радиофизика», 1973, т. XVI, № 8, с. 1277—1280. 4. Новоселец В. И. Спектр колебаний ЛОВ типа «О». — «Вопросы электроники. Сер. 1, Электроника СВЧ», № 10, 1960, с. 31—42. 5. К вопросу об исследовании флуктуационных характеристик непрерывного когерентного электромагнитного излучения электровакуумных генераторов коротковолновой части миллиметрового диапазона волн. Препринт № 64, ИРЭ АН УССР, Харьков, 1976. 56 с. Авт.: И. М. Балаклицкий, А. М. Касумов, Ю. В. Майстренко, В. П. Шестопалов.

ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР С КАТОДНЫМ СТАТИЧЕСКИМ ДОМЕНОМ

В работе [1] показано, что в структурах с неоднородностью у катода возможен лавинно-пролетный эффект в катодном статическом домене сильного поля, приводящий к генерации СВЧ-шума. Спектральная плотность мощности шума (СПМШ) экспериментальных образцов достигала $\sim 10^6 \text{кТ}_0$ в диапазоне 8,8—9,8 ГГц, что имеет практическую ценность. В связи с этим представляет интерес исследовать шумовые характеристики структур с катодным статическим доменом в широком диапазоне частот и при различных токах.

Лавинно-пролетный эффект в рассматриваемой структуре наблюдается в условиях развитой ударной ионизации в области сильного поля, локализованного вблизи катода на границе обедненного слоя с активной областью [1]. При этом, как показано в [2], структура имеет отрицательную активную составляющую импеданса в полосе частот от ~ 2 до ~ 100 ГГц. Однако получение когерентных колебаний затруднено в связи с достаточно широкой и размытой зоной умножения.

Источником СВЧ-шума рассматриваемой структуры служат дробовые флуктуации лавинного тока, выходящего из слоя умножения, обусловленные дробовым эффектом в первичном токе и флуктуацией числа частиц в лавине.

Генерационно-рекомбинационный шум и фликкер-шум могут играть роль при частотах значительно ниже, чем исследуемый диапазон. Шумовые свойства диода полностью определяются его импедансом $Z(\omega) = R(\omega) + jX(\omega)$ и спектральной плотностью шумовой э. д. с. $S_V(\omega)$ на разомкнутом диоде, которая, в свою очередь, выражается через спектральную плотность флуктуаций тока $S_I(\omega)$. Для номинальной СПМШ, т. е. мощности, отдаваемой в сопряженную с внутренним сопротивлением диода нагрузку, справедливо соотношение:

$$P_{\text{ш}}(\omega) = \frac{S_I(\omega) |Z(\omega)|^2}{4R(\omega)}.$$

Аналитические выражения для $Z(\omega)$ и $S_I(\omega)$ можно получить по методике, описанной в [2], в предположении модели диода с эквивалентным слоем умножения δ . В условиях малого сигнала, когда справедливо линейное приближение, имеем:

$$R(\omega) = \frac{\beta(\sigma \sin \omega \tau - (1 - \beta)(1 - \cos \omega \tau)) \omega}{\omega^2 ((1 - \beta)^2 + \sigma^2) (l - \delta) \sigma \tau};$$

$$X(\omega) = -\frac{1}{\omega C_0} - \frac{\beta((1-\beta)\sin\omega\tau - \sigma(1-\cos\omega\tau))\omega}{\omega^2((1-\beta)^2 + \sigma^2)(l-\delta)c\tau};$$

$$S_I(\omega) = 2eI_0 \bar{M}^2 \Gamma(\omega\tau) B(\beta, \omega\tau).$$

Здесь $\beta = \frac{I_0(\partial\Psi/\partial E)_{\text{пр}}}{\tau_0 c_0 \omega}$, где $\Psi = \int_0^l \alpha(x) dx$ — интегральное умножение; $\sigma = \omega\tau_1 + \frac{2I_0/I_1}{\tau_0 \omega}$,

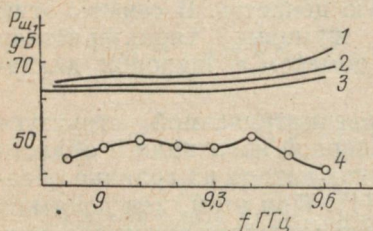


Рис. 1.

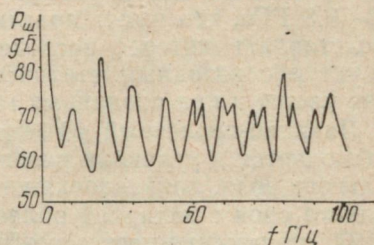


Рис. 2.

I_0 — ток до начала ударной ионизации; I_1 — средний ток с учетом умножения; τ , τ_0 — времена пролета носителями зоны пролетной и зоны умножения; τ_1 — временной сдвиг между скоростью генерации пар и выходящим из слоя умножения током; c , c_0 — емкости пролетной области и зоны умножения; l , w , δ — длины диода, пролетной области, зоны умножения; M — коэффициент умножения

$$\Gamma(\omega\tau) = \left(1 - \frac{\delta}{2w}\right)^2 \left(\frac{(1 - \cos\omega\tau)^2}{(\omega\tau)^2} + \left(\frac{\tau\delta}{2\tau} + \frac{\sin\omega\tau}{\omega\tau} \right)^2 \right),$$

$$\beta(\beta, \omega\tau) = \left(\frac{2I_0/I_1}{\tau_0 \omega} \right)^2 \left(\left(1 - \beta \left(1 - \frac{\sin\omega\tau}{\omega\tau} \right) \right)^2 + \left(\frac{2I_0/I_1}{\tau_0 \omega} + \beta \frac{(1 - \cos\omega\tau)}{\omega\tau} \right)^2 \right)^{-1}.$$

При расчетах учитывалось наличие двух пролетных областей (к катоду и аноду) в рассматриваемой структуре. Поскольку токи в обеих пролетных областях являются статистически независимыми, каждая из областей вносит свой вклад в величину спектральной плотности флуктуаций тока: $S_I(\omega) = S_k(\omega) + S_a(\omega)$.

На рис. 1 для сравнения приведены экспериментальная зависимость СПМШ диодов от частоты [1] (кривая 1) и расчетные при трех различных плотностях тока: $2-j=2,3 \times$

$\times 10^3$ а/см² ($\psi=0,8$), $j=2,2 \cdot 10^3$ а/см² ($\psi=0,6$), $j=2,0 \cdot 10^3$ а/см² ($\psi=0,37$).

Отличие расчетного уровня номинальной мощности на ~ 15 дБ от наблюдений в эксперименте можно объяснить недостаточно хорошим согласованием диода с внешней цепью и, возможно, некоторым отличием параметров экспериментальных образцов от принятых при расчете. Однако качественно результаты расчета достаточно хорошо согласуются с экспериментом: заметна общая для тех и других кривых тенденция роста СПМШ с частотой в исследуемом интервале 8,8—9,8 ГГц (завалы на краях диапазона на экспериментальной кривой связаны с возможностями измерительной аппаратуры).

На рис. 2 показаны те же зависимости в широком диапазоне частот 2—100 ГГц.

Из анализа рисунков можно сделать следующие выводы:

Частотный диапазон шумов диода с катодным доменом исключительно широк.

Непрерывный спектр шума имеет неравномерный характер. На определенных частотах имеются выбросы СПМШ с амплитудой ~ 10 —20 дБ.

Уровень шума в диапазоне 2—100 ГГц колеблется от ~ 55 дБ до 85 дБ, практически не снижаясь с ростом частоты.

С ростом тока уровень шума повышается незначительно. Так, при изменении тока на 10—15% СПМШ меняется не более, чем на 5 дБ.

Таким образом, диод Ганна с катодным статическим доменом в условиях развитой ударной ионизации может служить достаточно мощным источником шума в широком диапазоне частот.

Список литературы: 1. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н., Золотарев Е. С. Генерация СВЧ-шума диодом Ганна с катодным статическим доменом. — «Радиотехника и электроника», 1976, т. XXI, № 8, с. 1732—1739. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., «Сов. радио», 1968. 249 с.

УДК 621.372.41

А. И. КОСТИН, А. И. САТЮКОВ, В. М. СВЕТИЧНЫЙ,
канд. физ.-мат. наук

РАЗОГРЕВ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В InSb—NiSb

Полупроводник InSb—NiSb представляет собой двухфазную систему, в которой полупроводниковая матрица InSb содержит иглоподобные включения металлической фазы NiSb. Наличие этих включений существенно влияет на свойства материала в целом, несмотря на то, что электрофизические свойства матрицы при этом не меняются. Это объясняется тем, что длина свободного пробега носителей в матрице сравнима со средним расстоянием между иглами. В настоящей работе исследуется влияние включений NiSb на разогрев носителей в слабых электрических полях.

Известно (см. например [1]), что в слабых полях полевая зависимость удельной электропроводности описывается соотношением $\sigma(E) = \sigma_0(1 - \beta E^2)$, в котором $\sigma_0 = \sigma(E)$ при $E \rightarrow 0$; β — коэффициент, определяемый параметрами полупроводника и температурой. Сопоставляя величину этого коэффициента для

чистого InSb и для InSb—NiSb, можно делать выводы о характере рассеяния носителей на границе матрица—игла. Для измерения величины β были проведены эксперименты по разогреву носителей в InSb—NiSb высокочастотным полем.

Предположим, что образец полупроводника с размерами l, b, τ помещен в поле электромагнитной волны (см. рисунок), которая распространяется в направлении Ox . Пусть в образец проникает электрическое поле с амплитудой $E_{zm}(0) = E_{zmo}$. Вследствие поглощения распределение электрического

поля в пластине представляется как

$E_z(x, t) = E_{zmo} e^{-\frac{x}{\delta}} \cos \omega t$, где δ — толщина скин-слоя. Пусть к образцу приложено также постоянное напряжение U_0 , создающее электрическое поле $E_0 = U_0/l$ в направлении Oz . Проводимость образца

$$G(t) = \int_0^{\tau} \frac{\sigma(x, t) b dx}{l} = \frac{b \sigma_0}{l} \int_0^{\tau} [1 - \beta (E_{zmo} e^{-\frac{x}{\delta}} \cos \omega t + E_0)^2] dx, \quad (1)$$

и если толщина скин-слоя хотя бы в несколько раз меньше толщины образца, из (1) получается:

$$G(t) = G_0 (1 - \beta E_{zmo}^2 \cos^2 \omega t - 2\beta E_{zmo} E_0 \cos \omega t - \beta E_0^2), \quad (2)$$

где $G_0 = \sigma_0 b \tau / l$ — проводимость в отсутствие разогрева. Вследствие слабости разогрева реализуется соотношение $\beta E^2 \ll 1$, так что сопротивление образца:

$$R(t) = R_0 (1 + \beta E_{zmo}^2 \cos^2 \omega t + 2\beta E_{zmo} E_0 \cos \omega t + \beta E_0^2), \quad (3)$$

а его постоянная составляющая:

$$\bar{R} = R_0 \left(1 + \frac{\beta}{\sigma_0 V} \tilde{P} + \frac{\beta U_0^2}{l^2} \right) = R_0 + \frac{\beta R_0}{\sigma_0 V} (\tilde{P} + P_0). \quad (4)$$

Здесь $\tilde{P} = \int_V \frac{\sigma E_{zm}^2}{2} dV \approx \frac{\sigma_0}{2} \int_V E_{zm}^2 dV$ — высокочастотная мощность,

поглощаемая образцом, имеющим объем $V=lb\tau$; P_0 —мощность, выделяемая в образце источником постоянного смещения.

Из (4) видно, что сопротивление образца линейно меняется с ростом $\tilde{P}$ и P_0 . Измеряя наклон прямых $\bar{R}(\tilde{P})/P_0=\text{const}$ или $\bar{R}(P_0)/\tilde{P}=\text{const}$, можно определить величину β :

$$\beta = \frac{\sigma_0 V}{R_0} \frac{\partial \bar{R}}{\partial \tilde{P}} = \frac{\sigma_0 V}{R_0} \frac{\partial \bar{R}}{\partial P_0}. \quad (5)$$

Следует отметить, что предпочтительнее использовать зависимость $\bar{R}(\tilde{P})/P_0=\text{const}$, так как при этом исключаются погрешности, связанные с возможной нелинейностью контактов на постоянном токе.

Эксперименты проводились на образцах InSb—NiSb с электронным типом проводимости, концентрация носителей в них при 77К составляла $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Разогрев носителей осуществлялся излучением 8-мм диапазона. На рисунке приведены результаты для одного из образцов, имеющего концентрацию носителей $2,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $\sigma_0=0,57 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ при 77К, размеры образца $l=2 \text{ мм}$, $b=\tau=0,4 \text{ мм}$. Аналогичные данные получены и для других образцов исследованной серии. Измерение сопротивления производилось мостом постоянного тока, при каждой балансировке моста измерялось постоянное напряжение на образце. Как видно из графиков, предосторожности, направленные на исключение нелинейности контактов, оказались не лишними, поскольку при увеличении P_0 сопротивление образца вместо предсказанного формулой (4) увеличения падает. Это связано, по-видимому, со слабой инжекцией контактов.

Приведенные графики дают для InSb—NiSb величину $\beta=4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{В}^2$. Для других образцов получены значения $\beta=1,5 \cdot 10^{-5} \div 4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{В}^2$. Это на два порядка меньше, чем у InSb с той же концентрацией примесей [2]. Отсюда можно сделать вывод о неупругом характере рассеяния электронов на границах матрица—игла в двухфазной системе InSb—NiSb.

Список литературы: 1. Смит Р. Полупроводники. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962. 467 с. 2. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. Пер. с англ. М., «Мир», 1970. 384 с.

Н. Е. ПОЛЯНСКИЙ, А. А. ДРОГАЧЕНКО, Е. С. ЗОЛОТАРЕВ,
Э. Д. ПРОХОРОВ, *канд. физ.-мат. наук*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ДИОДОВ ГАННА НА ОСНОВЕ GaAs

В настоящее время возможностям создания твердотельных генераторов мм-диапазона уделяется большое внимание. Диоды Ганна являются одними из основных активных элементов, с помощью которых может быть получена генерация в коротковолновой части мм-диапазона. Частотные возможности диодов на основе GaAs теоретически исследовались нами в работах [1, 2] при комнатной температуре (300 К) и температурах, характерных для рабочей области диодов в непрерывном режиме (500°К). В работе [2] проведено качественное сравнение теории с известными из литературы и нашими экспериментами до частот 80—90 ГГц. Приводим экспериментальные результаты исследований генераторов на специально изготовленных диодах Ганна в коротковолновой части мм-диапазона.

1. Теоретические расчеты показывают, что эффективность генерации диодов Ганна на GaAs с увеличением частоты уменьшается (из-за сдвига фаз между током и напряжением на диоде и уменьшения амплитуды первой гармоники тока [1]) и приближается к нулю в ОНОЗ режиме на частоте ~ 140 ГГц. При нагреве рабочей области диода частотный предел уменьшается. Использование 2-й гармоники напряжения на диоде [3] увеличивает частотный предел работы диодов на $\sim 20\%$.

Данные по граничным возможностям ОНОЗ режима должны совпадать с граничными возможностями резонансно-пролетных и гибридных режимов, поскольку время формирования доменов сильного поля в пределе совпадает с временем установления зависимости $V(E)$ GaAs. Осуществление ОНОЗ режима или близкого к нему затруднено в связи с критичностью к параметрам материала (степени и профилю легирования и т. д.). Проще осуществить резонансно-пролетные режимы или гибридные, которые при работе в коротковолновой части мм-диапазона позволяют судить о частотных возможностях GaAs. Однако при этом возникают сложные технологические задачи.

2. Технология изготовления диодов Ганна на частоты более 60 ГГц. Основные требования к материалу и диодам для работы на частотах выше 60 ГГц; а) длина пленки n -GaAs должна соответствовать рабочей частоте или диапазону рабочих частот; б) концентрация n -GaAs выбирается из условия $n_0 l \sim 2-3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; это означает, что с увеличением частоты растет концентрация:

для частот 60—75 ГГц, $l = 1,6 \div 1,3 \text{ мкм}$, $n_0 = 1 \div 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$;

90—110 ГГц, $l = 1,1 \div 0,9 \text{ мкм}$, $n_0 = 2 \div 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$;

125—150 ГГц, $l = 0,8 \div 0,6 \text{ мкм}$, $n_0 = 4 \div 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$;

в) поскольку с увеличением частоты уменьшается l и растет n , то это приводит к необходимости уменьшать диаметр контакта для создания необходимого сопротивления диода и возможности хорошего отвода тепла. В связи с последним обстоятельством и возникают технологические трудности.

Обычно у диодов, работающих в диапазоне частот ниже 60 ГГц, кристалл GaAs n -слоем монтируется через тонкую золотую фольгу, на медный теплоотвод. Тонкая золотая фольга препятствует проникновению меди в n -слой при сплавлении омического контакта, а медный кристаллодержатель обеспечивает хороший теплоотвод. Площадь контакта, определяющая величину сопротивления диода, подбирается сравнением кристалла GaAs. Если начальные размеры кристалла 150×150 мкм и высота 60 мкм, то после травления до нужного сопротивления для диодов, работающих в диапазоне частот ниже 60 ГГц, диаметр его составляет 60—40 мкм. Структура GaAs высотой 60 мкм и диаметром 40 мкм имеет достаточную прочность. Для более высокочастотных диодов необходимо дальнейшее уменьшение диаметра кристалла. При неизменяющейся высоте кристалл превращается в тонкий столбик, имеющий низ-

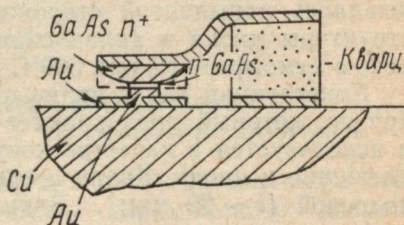


Рис. 1. Конструкция диодов Ганна, используемых в экспериментах.

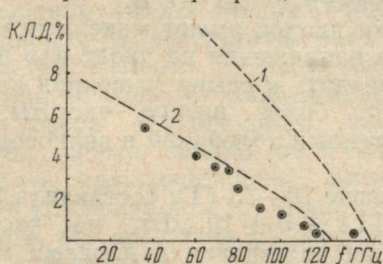


Рис. 2. Зависимость эффективности генерации от частоты диодов Ганна на основе GaAs: 1 — расчет работы [1] при 300 К; 2 — расчет работы [1] при 500 К; $\circ$ — экспериментальные результаты настоящей работы, полученные в непрерывном режиме.

кую механическую прочность. Кроме этого химическое травление приводит к сужению диаметра цилиндра по середине его высоты так, что диаметры кристалла у контактов становятся больше диаметра середины кристалла. Сужение кристалла приходится на n^+ -область GaAs. В зауженной части кристалла, имеющей повышенное сопротивление, при подаче напряжения смещения выделяется тепло, которое приводит к разрушению кристалла в этом месте.

Изготовить диод, имеющий выше описанный теплоотвод и достаточную прочность кристалла, позволяет структура, показанная на рис. 1, 2. Между золотой фольгой 1, находящейся на кристаллодержателе, и кристаллом 2 размещается золотая прокладка 3, имеющая диаметр, близкий к необходимому диаметру

контакта. Такая прокладка позволяет на кристалле, имеющем большой размер, создать малый контакт. Введение прокладки операцию травления не исключает, но время травления значительно уменьшается. В этом случае химическое травление размеры кристалла изменяет незначительно, а следовательно, и прочность остается высокой.

Омический контакт с n -GaAs создавался с помощью сплава $AuGe_{эвм} + Ni$. Сплав наносился на золотую прокладку вакуумным распылением. При сборке диода золотая прокладка укладывалась напыленной стороной к пленке n -GaAs. Сплавление структуры диода и вплавление омического контакта производилось в атмосфере H_2 при $500^\circ C$ в течение 30—60 сек.

Конструкция диода включает металлизированный кварцевый брусок, который предохраняет диод от механических нагрузок и используется в качестве контакта, подводящего постоянное смещение к диоду. Кварц соединяется с диодом тонкой золотой полоской ($l \sim 20$ мкм). Закрепление кварцевого бруска на кристаллодержателе и золотой полоски на кварце производится термокомпрессионным методом.

Таким способом изготавливались механически прочные диоды Ганна с диаметром контакта 10—30 мкм на частоте выше 60 ГГц.

3. Вольтамперные характеристики имеют пороговые напряжения $1,2 \div 1,5$ В; наблюдается ОДП по постоянному току, рабочие токи при максимальной мощности $\sim 0,15\text{—}0,3$ А, рабочие напряжения максимальной мощности $\sim 2,5 \div 4$ В.

Вольтваттные характеристики диодов имеют максимум мощности при 2,5—4 В. Увеличение напряжения на диоде или перестройка КЗ-поршнем могут приводить к срыву генерации на заданной частоте и перескоку на более низкие частоты, что обусловлено переходом между типами колебаний в волноводном резонаторе.

Полезные мощности в диапазоне 70—75 ГГц составляли 20—50 мВт, в диапазоне 90—100 ГГц $\sim 3 \div 10$ мВт, на частоте 130—135 ГГц — до мВт (общая рассеиваемая диодами мощность составляла $\sim 0,5\text{—}0,8$ Вт).

Эффективность генерации, как отмечалось выше, зависит от температуры рабочей области диода. Если диаметр контакта диода уменьшается, то это может приводить к некоторому уменьшению температуры рабочей области диода и увеличению рабочей частоты. Максимальные измеренные частоты в диапазоне 2 мм составляли 130—135 ГГц при эффективности генерации менее 1%.

Таким образом, проведенные комплексные эксперименты показали, что частотный предел работы диодов Ганна на GaAs не менее 135—140 ГГц; это согласуется с проведенными ранее теоретическими расчетами [1] и опровергает ряд других расчетов, указывающих на частотный предел GaAs менее 100 ГГц.

Список литературы: 1. Белецкий Н. И., Прохоров Э. Д. Предельные частоты диодов Ганна на основе $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. — «Радиотехника и электроника», 1975, № 20, вып. 8, с. 1761. 2. Влияние температуры на эффективность генерации диодов Ганна в диапазоне частот. — «Радиотехника и электроника», 1976, № 21, вып. 11, с. 2449. Авт.: Э. Д. Прохоров, В. Н. Арендарь, Н. И. Белецкий, А. В. Дядченко. 3. Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И., Дядченко А. В. О возможности увеличения высокочастотного предела работы диодов Ганна. — «Радиотехника и электроника», 1972, № 17, вып. 5, с. 1301.

УДК 621.373.826.038.823

В. Г. РАК

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ЛАЗЕРА С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Начиная с 1972 г. за рубежом опубликовано несколько работ, посвященных расчетам энергетических характеристик непрерывного и импульсного субмиллиметровых лазеров в скоростном приближении [1—3]. Результаты, относящиеся к импульсным лазерам, представляются очень сомнительными, так как метод кинетических уравнений здесь неприменим. Что же касается работ, описывающих стационарный режим лазера, то лучшей из них, несомненно, является работа Детемпла и Данелевича [2]. Выбранная ими модель лазера весьма близка к реальной и результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными для CH_3F -лазера волноводного типа. В этой работе, однако, не учтены эффекты поляризационной анизотропии коэффициента усиления. Кроме того, без достаточного обоснования постулированы преимущества волноводного лазера.

В наших расчетах мы попытались устранить указанные ограничения.

Модель активной среды для населенностей уровней и кинетические уравнения. Выбранная нами модель активной среды показана на рис. 1. Рабочий газ при давлении P помещен в термостат с температурой T_0 . Серия вращательных уровней в основном колебательном состоянии имеет населенность $N_{V=0}$. В этой серии находится нижний лазерный уровень с населенностью n_1 . Верхний (n_3) и промежуточный (n_2) лазерные уровни расположены в колебательном состоянии $V=1$ с населенностью $N_{V=1}$. С полем накачки взаимодействуют уровни 1, 3, с полем

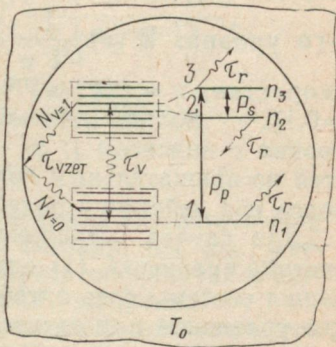


Рис. 1. Модель активной среды.

излучения — 2, 3. Эти же уровни взаимодействуют с остальными вследствие процессов релаксации, обусловленных столкновениями молекул. Из всего множества релаксационных процессов в рассматриваемой модели будем учитывать два процесса — быстрый процесс вращательной релаксации, характеризующийся временем τ_r , и медленный процесс колебательной релаксации, характеризующийся временем $\tau_v \gg \tau_r$.

Следуя [5], представим балансные уравнения для населенностей уровней n_1 , n_2 и n_3 в виде

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= \frac{1}{\tau_v} (n_1^0 - n_1) + \frac{1}{\tau_r} (n_1^{0r} - n_1) + w_p (n_3 - n_1), \\ \frac{dn_2}{dt} &= \frac{1}{\tau_v} (n_2^0 - n_2) + \frac{1}{\tau_r} (n_2^{0r} - n_2) + w_s (n_3 - n_2), \\ \frac{dn_3}{dt} &= \frac{1}{\tau_v} (n_3^0 - n_3) + \frac{1}{\tau_r} (n_3^{0r} - n_3) + w_s (n_2 - n_3) + \\ &\quad + w_p (n_1 - n_3), \end{aligned} \quad (1)$$

где $n^{0r} = q_i(I, K) N_j W(v)$ — квазиравновесная населенность i -го уровня; $W(v) \frac{1}{U \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{v}{u}\right)^2}$ — распределение Максвелла по скоростям; $u = (2kT/m)^{1/2}$ — средняя скорость молекул; $N_j (j = 0, 1)$ — полная динамическая населенность колебательного уровня с индексом j ; q_i — функция распределения населенностей по вращательным подуровням; w_p , w_s — вероятности переходов под действием полей накачки и излучения соответственно.

Для случая стационарной генерации все производные в системе уравнений (1) следует положить равными нулю. Из решения системы трех алгебраических уравнений можно получить два уравнения для разностей населенностей, определяющих поглощение мощности накачки в газе и усиление:

$$n_1(v) - n_3(v) \cong \frac{q_1 N_0^0 (1 - \varphi) (2w_s \tau + 1)}{1 + 2w_s \tau + w_p \tau (2 + 3w_s \tau)} W(v), \quad (2)$$

$$n_3(v) - n_2(v) = \frac{(q_3 - q_2) (N_1^0 - N_0^0 \varphi / 2) + w_p \tau q_1 N_0^0 (1 - \varphi)}{1 + 2w_s \tau + w_p \tau (2 + 3w_s \tau)} \times \\ \times W(v), \quad (3)$$

где $\tau = \frac{\tau_v \tau_r}{\tau_v + \tau_r}$, N_j^0 — равновесная населенность колебательного уровня с индексом j , ($j = 0, 1$); $\varphi = \frac{q_1 G f(\Omega, G)}{q_1 G f(\Omega, G) + \tau_r / \tau_v}$ —

параметр, характеризующий степень насыщения колебательной полосы; G — параметр насыщения колебательно-вращательного перехода $1 \leftrightarrow 3$,

$$f(\Omega, G) = \frac{\Gamma \sqrt{\pi}}{ku} \frac{1}{\sqrt{1+G}}.$$

В приведенном здесь виде параметр φ был впервые получен в работе [5]. Из (2) и (3) видно, что при малых значениях $G \sim P_p$ населенности колебательных уровней близки к равновесным. При $G \rightarrow \infty$ $\varphi \rightarrow 1$, а это значит, что населенности колебательных уровней стремятся к выравниванию, что сопровождается просветлением газа.

Коэффициент усиления (ненасыщенный). Коэффициент усиления слабого сигнала для перехода $2 \leftrightarrow 3$ может быть вычислен по формуле

$$\chi(\omega_s) = \int_{-\infty}^{\infty} dv [n_3(v) - n_2(v) \sigma_s(v, \omega_s)]. \quad (4)$$

Рассмотрим случай однонаправленных волн накачки и пробного сигнала. Вероятности переходов под действием полей могут быть получены в виде

$$w_p = \sigma_p^0 I_p \frac{\Gamma^2}{(\Omega_p - k_p v)^2 + \Gamma^2}; \quad w_s^0 \sigma_s^0 I_s \frac{\Gamma^2}{(\Omega_s k_s v)^2 + \Gamma^2},$$

где

$$\sigma_p^0 = \frac{4\pi\omega_p}{ch\Gamma} |\mu_{13}|^2, \quad \sigma_s^0 = \frac{4\pi\omega_s}{ch\Gamma} |\mu_{23}|^2, \quad \Omega_p = \omega_p - \omega_{13}, \quad \Omega_s = \omega_s - \omega_{23},$$

$$k_p = \omega_p/c, \quad k_s = \omega_s/c,$$

ω_{13}, ω_{23} — частоты переходов накачки и сигнала соответственно; I_p, I_s — интенсивности волн накачки и сигнала; μ_{13}, μ_{23} — матричные элементы дипольного момента переходов накачки и сигнала; Γ — полуширина контура однородного уширения.

Подставив в (4) выражения для разностей населенностей и выполняя интегрирование в предположении однородного уширения перехода $2 \leftrightarrow 3$ и доплеровского уширения перехода $1 \leftrightarrow 3$ при $I_s \rightarrow 0$, получим

$$\chi(\omega_s) = \Gamma^2 \sigma_s^0 \left[\frac{(q_3 - q_2)(N_1^0 + N_0^0 \varphi/2)}{\Gamma^2 + \Omega_s^2} + \frac{q_1 N_0^0 (1 - \varphi) \frac{\Gamma \sqrt{\pi}}{2ku} \frac{G_p}{\sqrt{1+G_p}} R(\xi, \rho)}{\Gamma^2 + \left(\Omega_s - \frac{k_s}{k_p} \Omega_p \right)^2} \right], \quad (5)$$

где $G_p = 2\sigma_p I_p \tau$ — параметр насыщения перехода $1 \leftrightarrow 3$;

$R(\xi, \rho) = \frac{\rho}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(\xi - y)^2 + \rho^2}$ — интеграл Фойгта — табулированная функция $\rho = Q_p/(ku)$, $\xi = \Gamma/(ku) \sqrt{1 + G_p}$.

Очень хорошим приближением для интеграла Фойгта при значениях $\xi < 0,2$ может служить выражение $R(\xi, \rho) = e^{-\xi^2} - \frac{2\rho}{\sqrt{\pi}} [1 - 2\xi F(\xi)] + \rho^2 (1 - 2\xi^2) e^{-\xi^2} = a_0 + f_1 \rho + f_2 \rho^2$.

В доплеровском пределе, когда $\xi \ll 1$, можно ограничиться только первым членом.

Полученное выражение для коэффициента усиления (5) описывает систему с невырожденными уровнями. На самом деле каждый вращательный уровень с квантовым числом I имеет $(2I+1)$ -кратное вырождение по магнитному квантовому числу M . Поскольку значение I в переходах $1 \leftrightarrow 3$ и $2 \leftrightarrow 3$ обычно изменяется не более чем на 1, то и в дальнейшем будем пренебрегать различием в множителях при q_i , учитывающих кратность вырождения, так как они почти одинаковы и взаимно сокращаются.

Учтем теперь эффекты, обусловленные поляризацией накачки и сигнала. Обычно накачка осуществляется плоскополяризованной волной. Если ось квантования выбрать параллельно вектору поляризации волны накачки, то индуцированные переходы будут происходить с изменением квантового числа M по правилу $M_{\text{ИК}} \rightarrow M_{\text{субмм}} \rightarrow M'$. Для взаимно параллельных поляризаций накачки и излучения $\Delta M = M' - M = 0$, а для взаимно перпендикулярных — $M' = M \pm 1$. Рассмотрим более подробно случай $\Delta M = 0$.

Принимаем допущение о независимости скоростей релаксации отдельных групп молекул, характеризующихся определенным значением M и скорости. Независимость групп с разными M можно принять в предположении, что числа молекул в каждой группе не сильно отличаются друг от друга, что всегда имеет место при $I \gg 1$. Итак, при $\Delta M = 0$ имеет место набор изолированных трехуровневых систем типа $(I_1, M) \rightarrow (I_3, M) \rightarrow (I_2, M)$.

При вычислении коэффициента усиления следует провести суммирование по соответствующим подсистемам, т. е. вместо формулы (5) применить следующую формулу: $\chi(\omega_s) = \sum_{M=-I_3}^{M=+I_1} \chi(|\mu_{13}^{MM}|^2, |\mu_{23}^{MM}|^2)$, где при вычислении χ используются квадраты матричных элементов дипольного момента с учетом M и правил отбора для переходов накачки и излучения.

Таблица значений μ_{ij}^{MM} для различных типов переходов приведена, например в [6]. Так, для молекул типа симметричного волчка, если переход $1 \leftrightarrow 3$ принадлежит Q -ветви, правила отбора для квантовых чисел I, K, M будут следующие: $\Delta I = 0$, $\Delta K = 0$, $\Delta M = 0$. Для перехода $2 \leftrightarrow 3$ правила отбора $\Delta I = -1$, $\Delta K = 0$.

Воспользовавшись таблицей [6] для конкретного случая, находим

$$|\mu_{13}^{MM}|^2 = \mu_{13}^2 \frac{K^2 M^2}{I^2 (1 + I)^2}, \quad |\mu_{32}^{MM}|^2 = \mu_0^2 \frac{(I^2 - K^2)(I^2 - M^2)}{I^2 (4I^2 + 1)},$$

где μ_0 — статический дипольный момент в колебательном состоянии $V=1$. Аналогично могут быть получены соответствующие значения матричных элементов для любой возможной комбинации правил отбора.

В случае взаимно перпендикулярных поляризаций $\Delta M = \pm 1$. Здесь имеем две пары подсистем [4]:

$$(I_1, M) \rightarrow (I_3, M) \rightarrow (I_2, M + 1), \quad (6)$$

$$(I_1, M) \rightarrow (I_3, M) \rightarrow (I_2, M - 1).$$

В соответствии с (6) проводится и суммирование

$$\chi(\omega_3) = \sum_{M=-I_3}^{M=+I_3} \{ \chi(\mu_{13}^{MM}; \mu_{23}^{M, M+1}) + \chi(\mu_{13}^{MM}; \mu_{23}^{M, M-1}) \}. \quad (7)$$

Выражение для коэффициента усиления, полученное с учетом поляризационных эффектов, громоздко по сравнению с (5). Однако в случае $G_p \ll 1$ от процедуры суммирования легко избавиться заменой суммы интегралом по M в пределах от $-I_3$ до $+I_3$. Эта операция допустима, так как I велики. Интегралы легко вычисляются и получаются формулы, похожие на (5), но отличаются только некоторыми числовыми коэффициентами.

Приводим значения отношений коэффициентов для различных типов переходов накачки и излучения, вычисленные для молекул типа симметричного волчка:

$$\Delta I_s = 1 \quad -1,$$

$$\Delta I_p = 0 \quad \pm 1,$$

$$\chi_{||} \chi_{\perp} = 1/2 \quad 4/3.$$

Видно, что минимальное значение поляризационной анизотропии усиления всегда имеет место и это обуславливает жесткую привязку поляризации сигнальной волны к поляризации волны накачки. Поляризационная анизотропия максимальна при накачке в Q -ветви полос поглощения. При накачке в R - или P -ветви поляризационная анизотропия невелика и это позволяет при расчетах пользоваться формулой (5), где в качестве

$|\mu_s|^2$ и $|\mu_p|^2$ следует взять усредненные по M квадраты матричных элементов. Так мы поступим при вычислении выходной мощности и коэффициента полезного действия лазера с оптической накачкой.

Выходная мощность и к. п. д.

В случае стоячей волны накачки ($I_p^+ = I_p^- = I_p$) и неперекрывающихся беннетовских провалов в доплеровском контуре перехода накачки ($\Omega > \Gamma$) насыщенный коэффициент усиления для одной из бегущих волн субмиллиметрового сигнала с интенсивностью $I_s^+ = I_s^- = I_s$ в резонаторе можно получить по ранее описанной методике;

$$\kappa(\omega_s) = \frac{\sigma_s^0}{1 + 2G_s} \left\{ \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma_0^2 + \Omega_s^2} (q_3 - q_2) (N_1^0 + N_0^0 \varphi / 2) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} q_1 N_0^0 (1 - \varphi) \frac{\Gamma}{k_p u} \frac{C_p R(\xi, \rho)}{\sqrt{1 + G_p}} \frac{\Gamma^2}{\left(\Omega_s - \Omega_p \frac{k_s}{k_p} \right)^2 + \Gamma_0^2} + \frac{\Gamma_0^2}{\left(\Omega_s + \Omega_p \frac{k_s}{k_p} \right)^2 + \Gamma_0^2} \right\}, \quad (8)$$

где $G_s = 2\sigma_s^0 I_s \tau$; $G_p = 2\sigma_p^0 I_p \tau$; $\Gamma_0 = \Gamma \sqrt{1 + 2G_s}$, а остальные обозначения такие же, как и в (5).

Удвоение параметра насыщения G_s произошло из-за того, что на однородно-уширенный переход одинаково воздействуют и прямая и обратная волны с интенсивностью I_s .

Для расчета I_p в резонаторе предполагаем, что вводимая в резонатор мощность P_p равномерно распределена в объеме цилиндра длиной и радиусом r_0 . Тогда

$$I_p = \frac{1}{2\pi r_0} \frac{P_p}{\delta_\Sigma^p + \kappa_0(I_p) L (1 + 2\sigma_p^0 I_p \tau)^{-1/2}},$$

где $\kappa_0(I_p)$ — коэффициент поглощения сигнала накачки.

Данное трансцендентное уравнение для I_p имеет приближенное решение:

$$I_p = I_p^0 \frac{1}{\delta_\Sigma^p (1 + B f_1)} \left\{ 1 - \frac{B_1 / \sqrt{1 + A_1}}{1 + \frac{B_1}{\sqrt{1 + A_1}} - \frac{A_1 B_1}{2 \left(1 + \frac{B_1}{\sqrt{1 + A_1}} \right) (1 + A_1)^{3/2}}} \right\},$$

где I_p^0 — интенсивность поля накачки до резонатора, $A_1 =$

$$= \frac{A}{1 + B f_1}, \quad B_1 = \frac{B a_0}{1 + B f_1}, \quad A = I_p^0 \sigma_p^0 \tau / \delta_\Sigma^p, \quad B = \frac{L}{\delta_\Sigma^p} q_1 \times \\ \times N_1^0 \frac{\sqrt{\pi} \Gamma}{k_p u} \sigma_p^0.$$

В простейшем случае равномерной засветки излучением накачки всей полости резонатора, в котором распространяются плоские субмиллиметровые волны с интенсивностью I_s , для выходной мощности лазера можно написать следующее соотношение:

$$P_{\text{вых}} = \frac{\delta_{\text{св}}}{\delta_{\Sigma}^s} \frac{\pi r_0}{4 \sigma_s^0 \tau} \{ \chi(\omega_s) L - \delta_{\Sigma}^s \}, \quad (9)$$

где $\chi(\omega_s)$ — насыщенный коэффициент усиления; δ_{Σ}^s — суммарные потери субмиллиметрового сигнала в резонаторе;

$$\delta_{\Sigma}^s = \frac{\delta_{\text{св}}}{2} + \delta_{\text{т}} + \delta_{\text{диф}} + \beta L,$$

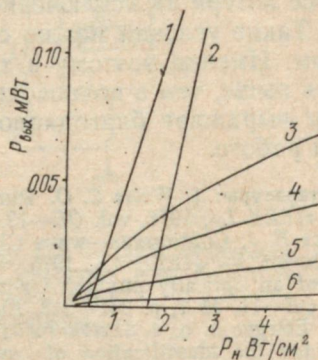
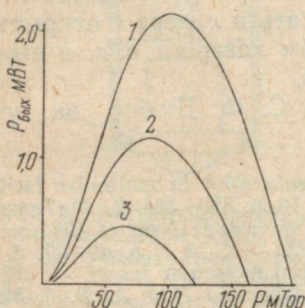


Рис. 2. Зависимость выходной мощности субмиллиметрового CH_3F -лазера от давления. Цифрами 1, 2, 3 обозначены кривые, вычисленные для мощностей накачки — 3, 6, 10 Вт/см соответственно.

Рис. 3. Зависимость выходной мощности субмиллиметрового CH_3F -лазера от мощности накачки. Цифрами 1—6 обозначены кривые, вычисленные для давлений газа — 5, 10, 15, 20, 50, 100 мТор соответственно.

здесь $\delta_{\text{св}}$ — потери на связь при выводе сигнала через одно зеркало; $\delta_{\text{т}}$ — тепловые потери на одно отражение; $\delta_{\text{диф}}$ — дифракционные потери за 1 проход волны в резонаторе; βL — потери на распространение в волноводе.

На рис. 2, 3 приведены вычислительные зависимости выходной мощности субмиллиметрового лазера на переходах $^2Q(12,2)$ и $^2P(12,2)$ молекулы CH_3F от давления рабочего газа и мощности накачки. В расчетах были использованы следующие параметры лазера: L — длина лазера 100 см; $2r_0$ — диаметр трубки 1,5 см; Ω_s — расстройка субмиллиметрового сигнала $2\pi \cdot 0,8$ МГц; Ω_p — расстройка накачки $2\pi \cdot 42,5$ МГц; $\delta_{\text{св}}$ — потери на связь 1%; δ_{Σ}^s — суммарные потери 10%.

Для выяснения основных закономерностей зависимости к. п. д. лазера от его параметров удобно воспользоваться соотношениями (8), (9). $\eta = P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}$.

$$\text{В приближении, когда } \delta_{\Sigma}^p/\omega_0(I_p) \ll 1, \quad \Omega_p = \Omega_s = 0, \quad \eta = \\ = \frac{1}{2} \frac{\omega_s}{\omega_p} \frac{\delta_{\text{св}} G_s}{\delta_{\text{св}} G_s + 2\delta_{\Sigma}^s} \xrightarrow{\delta_{\Sigma}^s \rightarrow \delta_{\text{св}}/2} \frac{1}{2} \frac{\omega_s}{\omega_p} \frac{G_s}{G_s + 1} \xrightarrow{G_s \rightarrow \infty} \frac{1}{2} \frac{\omega_s}{\omega_p}.$$

Итак, предельное значение к. п. д. равно половине отношения частоты сигнала к частоте накачки.

Для увеличения к. п. д. лазера следует создавать условия для сильного насыщения перехода субмиллиметрового сигнала. В таких условиях возбуждение молекул высвечивается за счет вынужденного излучения. В противном случае превалирует столкновительное разрушение возбуждений, что снижает к. п. д. Для увеличения к. п. д. следует повышать добротность резонатора и все потери за исключением потерь на связь свести к минимуму. Такие условия можно создать в лазере с открытым резонатором. Именно поэтому в таком лазере к. п. д. и выходная мощность выше, чем в волноводном.

Автор выражает благодарность С. Ф. Дюбко за участие в данной работе.

Список литературы: 1. Weiss C. O. Pump saturation in molecular far-infrared lasers. — «IEEE J.», 1976, vol. QE—12, № 10, p. 580—584. 2. De Temple T. A., Danielewicz E. J. Continuous-wave CH₃F waveguide laser at 496 μm: theory and experiment. — «IEEE J.», 1976, vol. QE—12, № 1, p. 40—47. 3. Pulsed operation of an optically pumped far-infrared molecular lasers. — «IEEE J.», 1975, vol. QE—11, № 7, p. 341—348. Auth.: Bluyssen H. J. A., R. E. McIntosh, A. F. van Etteger a. o. 4. Skribanowitz N., Kelly M. J., Feld M. S. New laser technique for the identification of molecular transitions. — «Phys. Rev.», 1972, vol. 6, № 6, p. 2302—2311. 5. Летохов В. С., Павлик Б. Д. Нелинейные узкие резонансы плотности возбужденных молекул в стоячей световой волне. — ЖЭТФ, 1973, т. 64, вып. 3, с. 804—812. 6. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия. Пер. с англ., Изд-во иностр. лит., 1959. 620 с.

УДК 621.378.33

Т. И. БОГДАНОВА, М. И. ДЗЮБЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
С. Е. СОЛДАТЕНКО, В. М. ШУЛЬГА, канд. физ.-мат. наук

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ОКГ НА МОЛЕКУЛЯРНОМ АЗОТЕ

В настоящее время значительный интерес представляет использование лазеров на молекулярном азоте как источников мощных импульсов в ультрафиолетовой области спектра для накачки красителей, расщепления изотопов и т. д. Как известно, лазеры на N₂ являются лазерами на самоограниченных переходах и генерация происходит в течение короткого промежутка времени, наблюдаясь в основном на переднем фронте импульса возбуждения. Этот факт предъявляет определенные требования к системам накачки и их согласованию с лазерной камерой при решении вопросов, связанных с повышением

эффективности лазерного устройства, увеличением выходной мощности, частоты следования импульсов, надежности.

В данной работе приведены результаты исследования ОКГ на N_2 с поперечным разрядом, система питания которого собрана по схеме Блюмляйна из полосковых линий на высокочастотной керамике [1, 2]. Конструкция лазерной камеры и накопительного элемента представлена на рис. 1. Камера представляет

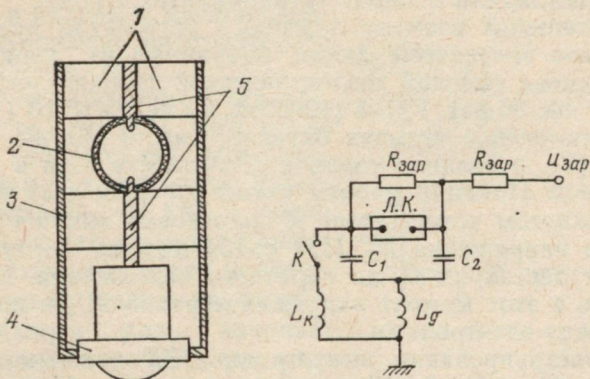


Рис. 1. Конструкция установки:
1 — конденсаторы К15-4, К15-10; 2 — диэлектрическая труба;
3 — заземленная металлическая пластина; 4 — тиратрон ТГИ1-1000/25; 5 — электроды.

Рис. 2. Схема питания лазерной камеры.

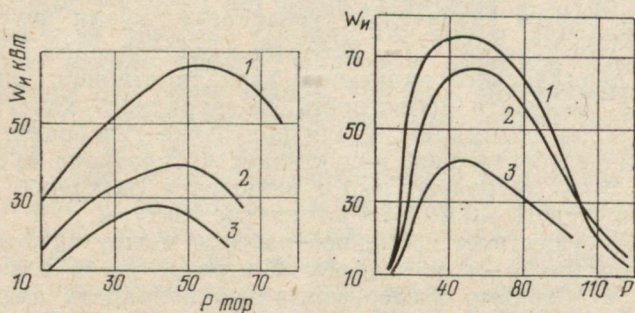


Рис. 3. Зависимость мощности излучения от давления и приложенного напряжения (кВ): 1—5; 2 — 12; 3—10 при $C_1=7,0$ нФ.

Рис. 4. Зависимость мощности излучения от давления при емкости полосковых линий (нФ):
1 — 10; 2 — 7,0; 3 — 3,3.

собой цилиндр 70×240 мм², изготовленный из оргстекла; разряд происходит между электродами, изготовленными из меди толщиной 2 мм и находящимися на расстоянии 17 мм. Вывод

излучения осуществлялся через кварцевое окно. С другой стороны лазерного канала было установлено алюминиевое зеркало.

Газовая система обеспечивала предварительную откачку лазерной кюветы до давления 5×10^{-2} тор. Напуск рабочего газа осуществлялся через натекаль, с помощью которого можно было легко устанавливать давление газа в камере. Скорость прокачки составляла в наших экспериментах 1 л/сек.

Накопительный элемент лазерного устройства представлял собой четыре полосковые линии, набранные из керамических конденсаторов с высокой диэлектрической проницаемостью типа К15-4 (470 пф, 30 кв), К15-4 (1000 пф, 30 кв), К15-10 (10000 пф, 40 кв). Применение четырех батарей, вместо обычно включаемых двух [3], позволило увеличить плотность тока в лазерном канале вдвое. Принцип работы схемы питания ясен из рис. 2. При разомкнутом коммутаторе K полосковые линии C_1 и C_2 заряжены до напряжения U_3 . При срабатывании коммутатора K происходит перезаряд C_1 до обратного напряжения. На лазерном канале в этот момент напряжение равно $2U_3$ и происходит пробой между электродами.

При конструировании импульсных ОКГ важным вопросом является выбор коммутирующего элемента. Использование разрядников в качестве коммутатора не всегда целесообразно, в частности при работе в частотном режиме. Промышленные импульсные тиратроны типа ТГИ1-500/15, ТГИ1-1000/25 более устойчивы при работе в периодическом режиме по сравнению с разрядниками, имеют стабильность запуска ± 5 нсек. Однако значительная собственная индуктивность тиратрона препятствует быстрому нарастанию тока в перезарядной цепи (L_g , L_k , C_1) и тем самым значительно увеличивает время перезаряда конденсаторов $t_{n3} = \pi \sqrt{L_g C_1}$. Поэтому в данной работе использовалось параллельное включение двух тиратронов, позволившее вдвое увеличить добротность перезарядного контура, что является более оптимальным для получения генерации. Кроме того, влияние собственной индуктивности тиратрона в разрядной цепи было устранено путем включения лазерного канала и коммутирующего элемента в различные контуры.

Так как существует временной разброс между приходом запускающего импульса и началом быстрого роста тока через тиратрон, необходимо экспериментально подбирать амплитуду поджигающего импульса, чтобы этот временной разброс свести до минимума. Для запуска тиратрона подавался импульс напряжения с амплитудой 600 В, длительностью 1 мксек, передним фронтом 2 нсек.

На рис. 3 и 4 приведены зависимости мощности излучения от давления азота в лазерном канале и приложенного напряжения при емкости каждой из полосковых линий 3,3; 7,0; 10,0 нф. Характер полученных зависимостей подобен аналогичным для всех импульсных ОКГ. Максимальная мощность, полученная в наших экспериментах, наблюдалась при емкости

10 нф. Однако, при использовании накопительных линий на конденсаторах типа К15-4 наблюдался более однородный разряд по каналу, чем на конденсаторах типа К15-10. Этим объясняется увеличение выходной мощности излучения всего на 20% при изменении накопительной емкости с 7 до 10 нф. Повидимому, использование накопительных элементов в виде сплошных блоков может привести к улучшению однородности разряда в канале и, следовательно, к улучшению энергетических характеристик ОКГ.

Наши исследования показали, что при работе ОКГ при повышенных напряжениях (для рассматриваемой конструкции лазерного канала $U_3 > 12$ кв) и увеличении емкости накопительных линий, необходимых для увеличения выходной мощности излучения, важную роль начинает играть индуктивность перезарядной цепи L_9 . Так активное сопротивление перезарядного контура мало, то емкость C_1 перезаряжа-

ется до обратного значения за время $t_{n3} = \pi \sqrt{L_9 C_1}$. С другой стороны, время задержки пробоя лазерного канала непосредственно зависит от величины напряжения на нем и характеристик рабочего газа. Для наших режимов работы и данной конструкции лазерного канала это время составляет $\tau_{\text{зад}} = 30 \div 60$ нсек. Если рабочие режимы таковы, что время задержки пробоя лазерного канала меньше, пробой в лазерной камере будет наблюдаться при более низком, чем $2U_3$, значении напряжения.

На рис. 5 приведены осциллограммы импульсов тока конденсатора C_1 при перезаряде и генерации для различных значений U_3 . Первый импульс соответствует перезаряду конденсатора, второй — разряду в лазерной кювете. На осциллограмме хорошо видно характерное время перезаряда и время запаздывания пробоя лазерного канала. Последнее уменьшается с увеличением напряжения на разрядном промежутке. Второй снимок сделан для случая, когда время перезаряда t_{n3} больше времени задержки пробоя в лазерном канале, т. е. пробой происходит при более низком значении напряжения, чем $2U_3$. Мощность генерации при этом уменьшается. Экспериментально подбирая оптимальное значение индуктивности перезарядного контура для заданных параметров схемы питания, можно значительно увеличить удельную выходную мощность излучения.

Этот эффект необходимо учитывать также при конструировании ОКГ, работающего в режиме большой частоты следования импульсов. При повышении частоты следования время

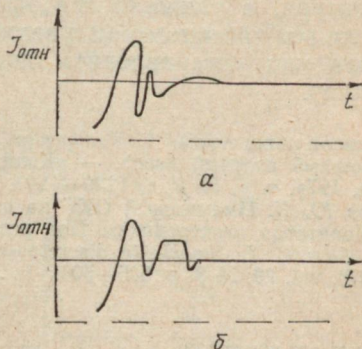


Рис. 5. Осциллограммы тока конденсатора C_1 . Период дискретной градуировки 100 нсек.

запаздывания пробоя лазерного канала будет уменьшаться. Это обусловлено наличием в пробивном промежутке остатка заряженных частиц, способствующих пробоем при следующем импульсе. В нашей конструкции лазерного канала была получена частота следования 20 гц без уменьшения мощности генерации в импульсе. Увеличение частоты следования может быть достигнуто соответствующим подбором индуктивности перезарядного контура, а также более эффективным «отсасыванием» заряженных частиц путем увеличения скорости прокачки рабочего газа или установлением дополнительных «охлаждающих» экранов.

Список литературы: 1. Тарасенко В. Ф., Бычков Ю. И., Федоров А. И. Мощный азотный лазер. — «Квантовая электроника». Под ред. И. Г. Басова, 1974, т. 1, № 5, с. 1226—1227. 2. Тарасенко В. Ф., Курбатов Ю. А., Бычков Ю. И. Импульсный ОКГ на азоте с длиной волны излучения 3371. А.— «Квантовая электроника». Под ред. И. Г. Басова, 1972, т. 8, № 2, с. 84—85. 3. Sam C. L. Small-site discrete—capacitor N₂ laser. Applied Physics Zettters, 1976, vol. 29, № 8, p. 505—506.

УДК 621.373.853.08

О. Ф. МАНИТА

ХАРАКТЕРИСТИКИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА С ПОПЕРЕЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Для улучшения параметров мощных СУБММ лазеров необходима пространственно-однородная накачка. Обычно накачка осуществлялась сфокусированным пучком излучения ИК-лазера, которое направлялось по оси резонатора через отверстие во входном зеркале. При плотности энергии больше 10 дж/см² в фокусе возникает лазерная искра*, что нарушает режим генерации лазера.

В данной работе исследуются характеристики импульсного СУБММ лазера с поперечной оптической накачкой. Такая схема позволяет эффективно использовать энергию накачки, избежать ее фокусировки и обеспечить развязку между излучением на входе и выходе резонатора.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Для накачки колебательно-вращательных переходов многоатомных молекул применялся СО₂-лазер 1 с поперечным разрядом с энергией 1 Дж при длительности 150 нсек. Перестройка лазера по длинам волн генерации производилась дифракционным эшелотом 2. Излучение накачки вводилось под углом в вакуумную кювету с СУБММ резонатором, образованным глухим медным зеркалом 3 с радиусом кривизны 10 метров и сетчаткой

* Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974. 424 с.

дифракционной решеткой, поочередно отражаясь от медных пластин, расположенных параллельно оси резонатора 6.

Энергия СУБММ излучения измерялась калориметром 5 БИМО-1. Зависимость энергии СУБММ излучения от давления активного газа показана на рис. 2.

Длительность импульса при давлении 2 мм. рт. ст. равнялась 1,5 мксек. Начало выходного импульса запаздывало на 0,4 мксек относительно начала импульса накачки.

Измерения расходимости генерации показали, что 70% всей энергии содержится в угле $2 \cdot 10^{-2}$ рад. Эффективность преобра-

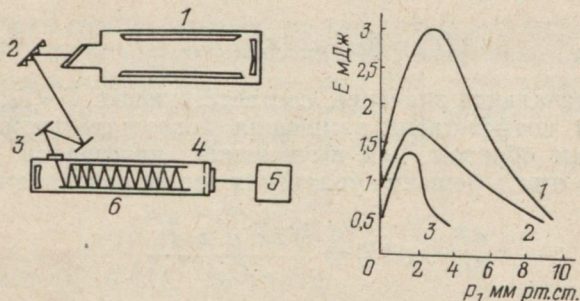


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Рис. 2. Зависимость энергии СУБММ излучения от давления активного газа: 1 — D_2O , $\lambda=385$ мкм; 2 — CH_3I , $\lambda=1253$ мкм; 3 — NH_3 , $\lambda=290$ мкм.

зования энергии накачки достигала 0,1% на многих линиях генерации в диапазоне 66-1253 мкм. Такие характеристики делают СУБММ лазер пригодным и перспективным для диагностики плазмы, излучения явлений в твердых телах и газах в СУБММ и другие.

УДК 621.378.325

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

ОТРАЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ ТОНКИМИ ПЛЕНКАМИ В РЕЖИМЕ ИХ РАЗРУШЕНИЯ

Измеряемый на опыте коэффициент отражения импульсного излучения ОКГ является интегральной характеристикой и определяется соотношением

$$R = 1 - \frac{Q_{\text{погл}}}{Q_{\text{пад}}}, \quad (1)$$

где падающая и поглощенная энергии

$$Q_{\text{пад}} = \int \int q(x, y, t) ds dt, \quad (2)$$

$$Q_{\text{погл}} = \int_t \int_s A(x, y, t) q(x, y, t) ds dt, \quad (3)$$

$A(x, y, t)$ — коэффициент поглощения в точке с координатами x, y в момент времени t ; $q(x, y, t)$ — плотность энергии падающего излучения.

Зависимость коэффициента поглощения от времени воздействия излучения обусловлена тем, что повышение температуры приводит к изменению коэффициента $A(x, y, t)$. В работах [1, 2] показано, что

$$A(T) = A_0 + \kappa T(x, y, t), \quad (4)$$

где A_0 — начальное значение, соответствующее $T = T_0$; κ — температурный коэффициент изменения поглощательной способности. Таким образом, для вычисления интегралов (2) — (3) необходимо иметь решение уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a \Delta T = \frac{f(x, y, z, t)}{C_v}, \quad (5)$$

где a — коэффициент температуропроводности; C_v — объемная теплоемкость; $f(x, y, z, t)$ — функция распределения источников тепла в пленке.

Решение рассматриваемой задачи приведено для случая тонких пленок и коротких импульсов большой энергии. Считая, что глубина скин-слоя и размер светового пятна больше толщины пленки и разбивая область облучения на элементы ds , в пределах которых $\nabla_i T$ полагаются близкими к нулю, уравнение (5) преобразуем к виду

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{q(x, y, t)}{hc_v} A(T) (1 - e^{-\alpha h}), \quad (6)$$

где произведено усреднение источников тепла по толщине пленки:

$$f(x, y, t) = \frac{1}{h} \int_0^h \alpha q(x, y, t) A(T) e^{-\alpha z} dz,$$

α — коэффициент поглощения. Учитывая (4) и вводя параметр

$$B = \frac{\kappa}{hc_v} (1 - e^{-\alpha h}), \quad (7)$$

характеризующий толщину и материал пленки, вместо (6) получаем

$$\frac{\partial A}{\partial t} = B q(x, y, t) A(T). \quad (8)$$

Считая, что плотность падающей энергии постоянна во времени, после интегрирования (8) получаем

$$A [T(x, y, t)] = A_0 \exp [Bq(x, y) t]. \quad (9)$$

Каждый элемент ds за время действия импульса длительностью τ поглощает энергию

$$Q_{\text{полг}2} = \int_0^{t_{\text{кр}}} A(x, y, t) q(x, y, t) dt + \int_{t_{\text{кр}}}^{\tau} q(x, y) dt. \quad (10)$$

Первое слагаемое соответствует участку возрастающей поглощательной способности; заканчивается этот участок разрушением пленки в момент $t_{\text{кр}}$, после чего $A(x, y, t)$ становится равным единице (образование отверстия) и энергия поглощается полностью. Из формулы (9) для $t_{\text{кр}}$ имеем

$$t_{\text{кр}} = -\frac{\ln A_0}{Bq(x, y)}. \quad (11)$$

Учитывая (9) и (11), получаем

$$Q_{\text{полг}1} = \frac{1 - A_0}{B} + \frac{\ln A_0}{B} + \tau q(x, y). \quad (12)$$

Это выражение справедливо для всех элементов ds , которые за время воздействия импульса разрушаются ($t_{\text{кр}} < \tau$); область существования таких элементов определяется из условия

$$t_{\text{кр}} = \tau \text{ или } -\ln A_0 = \tau Bq(x_{\text{гр}}, y_{\text{гр}}).$$

За пределами этой области за время действия импульса разрушения элементов ds не происходит $t_{\text{кр}} > \tau$. Поглощаемая такими элементами энергия равна

$$Q_{\text{полг}2} = \frac{A_0}{B} \{ \exp [Bq(x, y) \tau] - 1 \}. \quad (13)$$

Таким образом, общая величина поглощаемой энергии оказывается равной

$$Q_{\text{полг}} = \int_0^{x_{\text{гр}}} \int_0^{y_{\text{гр}}} \frac{1}{B} (1 - A_0 + \ln A_0) + \tau q(x, y) dx dy + \\ + \int_{x_{\text{гр}}}^{x_0} \int_{y_{\text{гр}}}^{y_0} \frac{A_0}{B} \{ \exp [Bq(x, y) \tau] - 1 \} dx dy. \quad (14)$$

Дальнейшие вычисления нуждаются в уточнении пространственного распределения плотности энергии в луче. Для одномо-

дового режима работы ОКГ достаточно хорошим приближением является задание $q(x, y)$ в виде осесимметричной функции

$$q(x, y) = q_0 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right], \quad (51)$$

где q_0 — плотность энергии в центре луча; r_0 — диаметр луча. В этом случае $dx dy = 2\pi r dr$ и

$$r_{гр} = r_0 \left[1 + \frac{\ln A_0}{q_0 B \tau} \right]. \quad (16)$$

Учитывая это при интегрировании (14), получаем

$$Q_{\text{погл}} = \frac{r_0^2}{2B} (1 - A_0 + \ln A_0) \left(1 + \frac{\ln A_0}{q_0 B \tau} \right) + \\ + \frac{1}{4} \tau q_0 r_0^2 \left(1 - \frac{\ln A_0}{q_0 B \tau} \right) + \frac{r_0^2}{2B} \left(\frac{1}{q_0 B \tau} - \frac{A_0}{q_0 B \tau} + \frac{A_0 \ln A_0}{q_0 B \tau} \right). \quad (17)$$

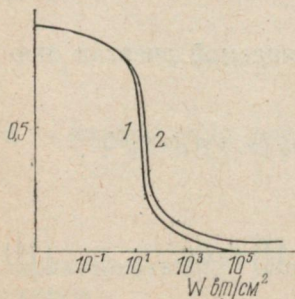
Поскольку падающая энергия с учетом сделанных ранее допущений определяется соотношением

$$Q_{\text{пад}} = \frac{1}{h} \tau q_0 z_0^2, \quad (18)$$

то для интегрального коэффициента поглощения получаем

$$A = \frac{2}{z} (1 - A_0 + \ln A_0) \left(1 + \frac{\ln A_0}{z} \right) + \left(1 + \frac{\ln A_0}{z} \right) + \\ + \frac{2}{z^2} (1 - A_0 + A_0 \ln A_0), \quad (19)$$

где $z = q_0 B \tau$. Эта формула справедлива для таких значений параметра z , когда на поверхности пленки при облучении возникает хотя бы одна точка, в которой происходит разрушение пленки. Такая точка находится в центре падения луча, а соответствующее значение z находится из условия (16) при $r_{гр} = 0$ (т. е. $z_0 \geq -\ln A_0$). При $z < z_0$ вместо (19) имеем



$$A = \frac{2A_0}{z} \left[\frac{1}{z} - (e^z - 1) - 1 \right]. \quad (20)$$

Легко убедиться, что при $z = z_0$ выражения (19) и (20) совпадают.

Подставляя значение интегрального коэффициента поглощения (19) в формулу (1), получим выражение для интегрального коэффициента отражения в режиме разрушения пленки

$$R = 1 - \frac{2}{q_0 B \tau} (1 - A_0 + \ln A_0) \left(1 + \frac{\ln A_0}{q_0 B \tau} \right) + \left(1 + \frac{\ln A_0}{q_0 B \tau} \right) + \frac{2}{q_0 B \tau} (1 - A_0 + A_0 \ln A_0). \quad (21)$$

Теоретически рассчитанная и экспериментально снятая зависимость интегрального коэффициента отражения от плотности потока мощности падающего излучения для алюминиевой пленки толщиной $1000 \text{ \AA}$ и $\kappa = 10^{-3}$ при $\lambda = 6900 \text{ \AA}$ и $\tau = 1$ мсек приведена на рисунке.

Список литературы: 1. Григорьев Б. А. Импульсный нагрев излучения. М., «Наука», 1974. 319 с. 2. Соколов А. В. Оптические свойства металлов. М., «Наука», 1961. 464 с.

УДК 534.221—14

А. П. КЛИМКО, Л. Д. СТЕПИН, канд. физ.-мат. наук,
Н. А. ЗАТЕНКО, А. Д. КЛИМОВ, А. А. ТАНАНЫХИН

О ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЛАЗЕРНОЙ ЭНЕРГИИ В АКУСТИЧЕСКУЮ

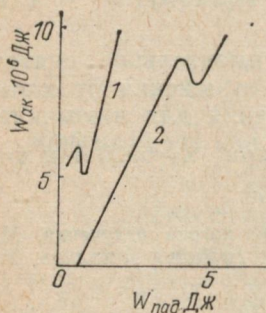
Известно, что при прохождении импульса лазерного излучения в жидкости возникает акустический сигнал. Возможны следующие причины его возникновения: 1) локальный нагрев, приводящий к перепаду плотности. При достаточно большой мощности нагрев может привести к фазовому переходу небольшого объема жидкости; 2) электрострикционные явления; 3) давление света на атомы.

Так как величина акустического сигнала непосредственно связана с мощностью падающего излучения, эффект можно применить для измерения ее величины. Для этого необходимо измерить в абсолютных единицах величину акустического давления, возникающего в кювете при поглощении лазерного излучения и по ней определить значение энергии акустического сигнала.

Для преобразования акустической энергии в электрическую чаще всего применяются электромагнитные и пьезопреобразователи. Первые имеют весьма узкую область применения из-за ограниченного диапазона частот. При использовании пьезопреобразователей трудно определить абсолютную величину акустического давления, а следовательно, и энергии сигнала, так как константа электромеханической связи измеряется

обычно лишь косвенным путем, по измерению частотной характеристики входного сопротивления и потерь преобразования.

В данной работе в качестве датчика акустического сигнала использован тензодатчик, напыленный на тонкую упругую подложку, являющуюся частью кюветы. Такой датчик легко калибруется по величине статического давления, а по зависимости его чувствительности от частоты можно определить динамическую характеристику. Согласование



среды с датчиком решается автоматически, если толщина основания тензодатчика намного меньше длины волны. В противном случае должно выполняться условие: $\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$, где ρ_1, ρ_2 — плотности среды и материала; v_1, v_2 — скорости распространения звука. Датчик включается в одно из плеч равновесного моста, с диагонали которого сигнал рассогласования подается через предварительный усилитель и осциллограф.

В качестве основания тензодатчика была применена пленка толщиной $d = 0,03$ мм, т. е. соотношение $d \leq 10\lambda$ выполнялось вплоть до частот 5 МГц. Источником возбуждения акустического сигнала был импульс рубинового лазера ГОР-100 М в режиме свободной генерации. Одновременно с наблюдением акустического сигнала регистрировался импульс лазера. Установлено, что структура акустического сигнала соответствует структуре импульса лазера.

На рисунке приведены зависимости энергии акустического сигнала в воде от энергии излучения лазера для сфокусированного (пунктирная кривая) и несфокусированного (сплошная кривая) пучка. Нелинейные участки объясняются, по-видимому, явлением фазового перехода в небольших объемах жидкости. Это предположение подтверждается следующими фактами: явление носит резко выраженный пороговый характер; при фокусировании луча явление замечено при гораздо меньших значениях падающей энергии, чем при несфокусированном луче; после порогового значения энергии коэффициент преобразования энергии возрастает; в момент прохождения импульса лазера наблюдалось сильное увеличение малоуглового рассеяния, что характерно для фазового перехода в жидкостях*.

Рассеяние наблюдалось с помощью лазера ЛГ-38, луч которого был направлен перпендикулярно к лучу импульсного лазера. Угол наблюдения выделялся системой сферических линз и диафрагм, датчиком служил фотоумножитель. Коэффициент

* Фобелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света. М., «Наука», 1965. 511 с.

преобразования энергии лазерного излучения в акустическую энергию в расчете на единицу площади датчика в допороговом режиме составляет $4 \cdot 10^{-5}$.

Наличие линейного участка зависимости акустической энергии от энергии лазера позволяет использовать метод для измерения значения проходящей энергии лазера.

УДК 537.525

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

УСИЛЕНИЕ ТОКА В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ С ПЛАЗМЕННЫМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

Попытки осуществить плавное управление разрядным током тлеющего разряда с помощью сетки, помещенной в разрядное пространство, не имеют успеха из-за экранировки поля сетки после зажигания разряда [1]. Чтобы сетка не теряла управляющего действия после зажигания разряда, необходимо располагать ее в области униполярного объемного заряда, как это сделано, например, в таситронах [2] или в электронных пушках с высоковольтной формой разряда в холодном полом катоде [3]. В тлеющем разряде сетка могла бы непрерывно управлять током разряда, если ее расположить в области темного катодного пространства. Однако ширина этой области мала и резко изменяется с давлением газа и током разряда, поэтому работа таких приборов не будет стабильной.

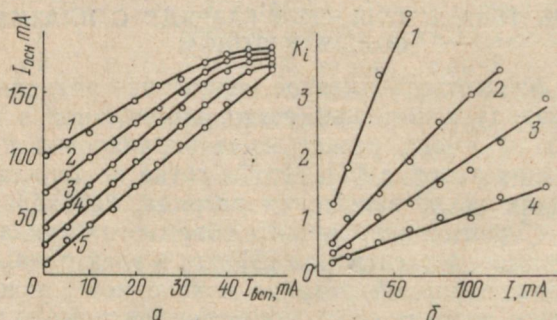
В настоящей работе показана возможность плавного управления разрядным током прибора с тлеющим разрядом в широком диапазоне условий с помощью вспомогательного (управляющего) разряда. В качестве разряда, током которого осуществляется управление (основной разряд), выбран разряд с цилиндрическим полым катодом. Разряд с полым катодом зажигается между внутренней поверхностью цилиндрического катода, изготовленного из медной сетки с геометрической прозрачностью 28% и двумя кольцевыми анодами, расположенными соосно с катодом. Диаметр катода-сетки 30 мм, длина — 200 мм.

Вспомогательный разряд зажигается между медным цилиндром диаметром 110 мм, окружающим сетку-катод основного разряда и сеткой, причем сетка служит анодом вспомогательного разряда. По существу часть металлической поверхности полого катода в данной конструкции замещена плазмой, образующейся во вспомогательном разряде. Все измерения проведены в атмосфере гелия при давлениях от 0,2 до 10 мм рт. ст.

После зажигания обоих разрядов электроны из плазмы прианодной области вспомогательного разряда проникают через отверстия в сетке внутрь катодной полости основного разряда. Эти электроны ускоряются в темном катодном пространстве разряда с полым катодом вместе с электронами, вышедшими

из катода-сетки в результате γ -процессов и приводят к росту тока основного разряда. Образованные в полости катода-сетки дополнительные ионы за счет ионизации газа электронами из вспомогательного разряда выбивают из катода новые электроны, в результате чего ток поступивших в полость катода электронов оказывается усиленным.

На рис. 1,а приведены зависимости тока основного разряда от тока вспомогательного разряда при давлении 0,6 мм рт. ст. для нескольких фиксированных напряжений между катодом



Зависимость тока основного разряда от тока вспомогательного при различных напряжениях на анодах основного разряда, В (а); 1 — 400; 2 — 250; 3 — 300; 4 — 250; 5 — 200. Зависимость коэффициента усиления от тока основного разряда при фиксированных токах вспомогательного разряда МА (б): 1 — 10; 2 — 20; 3 — 20; 4 — 50.

и анодом основного разряда. Как видно из рисунка, ток основного разряда возрастает на начальном участке практически линейно, причем больше, чем увеличивается ток вспомогательного разряда. Таким образом, кроме управления в широких пределах током основного разряда в таком приборе возможно усиление тока.

Для измерения динамического коэффициента усиления тока в цепь вспомогательного разряда вводился трансформатор, с помощью которого ток вспомогательного разряда модулировался синусоидальным напряжением частотой 50 Гц. Коэффициент усиления определялся как отношение амплитуд переменной составляющей тока в основном и вспомогательном разрядах. Коэффициент усиления оказался слабо зависящим от давления газа в диапазоне давлений от 0,2 до 1 мм. рт. ст. Неискаженное усиление наблюдалось практически до 100% глубины модуляции тока вспомогательного разряда. На рис. 1,б приведены зависимости коэффициента усиления от тока основного разряда для нескольких фиксированных токов вспомогательного разряда при давлении 1 мм. рт. ст.

Запишем граничные условия на внутренней поверхности катода-сетки при выключенном вспомогательном разряде:

$$j_0 = j_c^- + (1 - \alpha) j_c^+, \quad (1)$$

где j_0 — плотность тока основного разряда; j_c^- и j_c^+ — плотности электронного и ионного токов на катоде; α — прозрачность сетки-катода. Электронный и ионный токи на катоде связаны коэффициентом вторичной эмиссии $\gamma: j_c^- = \gamma j_c^+$, тогда выражение (1) можно записать так:

$$j_0 = j_c^- \left(1 + \frac{1 - \alpha}{\gamma} \right). \quad (2)$$

При включении вспомогательного разряда (при том же токе ионов на катод) из катода будет выходить дополнительный электронный ток, который примем пропорциональным току вспомогательного разряда j_b , тогда ток основного разряда будет равен:

$$j_0' = (j_c^- + \kappa j_b) \left(1 + \frac{1 - \alpha}{\gamma} \right) = j_0 + \kappa j_b \left(1 + \frac{1 - \alpha}{\gamma} \right), \quad (3)$$

где κ — коэффициент, показывающий, какая доля тока вспомогательного разряда проникает в полость сетки.

Зависимость коэффициента усиления тока от режима разряда скрыта в основном в коэффициенте κ , рассчитать величину которого сложно, поскольку он зависит от условий и во вспомогательном разряде и в прикатодной области основного разряда. Измерение концентрации плазмы во вспомогательном разряде показывает, что в нем должно наблюдаться отрицательное анодное падение потенциала. С ростом тока основного разряда возрастает поле, вытягивающее электроны из прианодной области вспомогательного разряда и коэффициент усиления увеличивается. С ростом тока вспомогательного разряда возрастает величина анодного падения потенциала и коэффициент усиления уменьшается.

В результате проведенного эксперимента можно сделать вывод, что инжекция электронов из вспомогательного разряда в катодную полость позволяет плавно управлять током тлеющего разряда с полым катодом, причем возможно усиление тока инжектируемых электронов. Дальнейшее изучение явления усиления тока может оказаться полезным при исследовании механизма разряда с полым катодом.

Список литературы: 1. Акто́н Д. Р., Свифт Д. Д. Газоразрядные приборы с холодным катодом. М.—Л., «Энергия», 1965. 480 с. 2. Каганов И. Л. Ионные приборы. М., «Энергия», 1972. 526 с. 3. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. М., «Энергия», 1969. 184 с.

Б. Г. ЕМЕЦ, канд. физ.-мат. наук, В. И. ШЕЙКИН

**ПРОЯВЛЕНИЕ «СТРУКТУРНОЙ ПАМЯТИ» В ВОДЕ,
ПОДВЕРГНУТОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ**

Под «структурной памятью» жидкости понимается существование повышенной или пониженной (по сравнению с нормальной) «структурной температуры», возникшей благодаря изменению внешних условий — температуры, давления, различных полей и т. д., и не исчезающей в течение какого-то времени после прекращения этого воздействия. Если степень упорядоченности в жидкости увеличивается, как, например, при охлаждении, — говорят о понижении «структурной температуры», и наоборот.

«Структурную температуру» вещества можно определять, измеряя времена ядерной магнитной релаксации T_1 и T_2 , являющиеся структурно чувствительными параметрами. Проявления «структурной памяти» обнаружены в воде и водных растворах, подвергнутых обработке электромагнитными полями, а также нагреванию. В данной работе ставилась задача рассмотреть эффекты «структурной памяти», проявляющиеся в воде после ультразвукового воздействия.

Дважды дистиллированную воду запаивали в цилиндрическую стеклянную ампулу, через дно которой осуществлялось прозвучивание. Измерения времен ядерной магнитной релаксации проводилось до и после ультразвукового воздействия методом спинового эха. Генерация ультразвука осуществлялась при помощи стандартной радиосхемы на лампе типа 6Ж52П. Напряжение электромагнитных колебаний на излучателе 50 В. Озвучивание на частоте 90 кГц проводилось при температуре 23°C в течение 30 минут, после чего образец помещался в измерительную ячейку ЯМР-релаксометра для определения времени поперечной релаксации T_2 протонов воды. Ниже приведены данные, характеризующие изменения T_2 в течение времени t , прошедшего после прекращения озвучивания (перед озвучиванием $T_2 = 1,70$ сек).

t (мин)	1	3	5	7	9	11	13	15	18
T_2 (сек)	$1,40 \pm 0,06$	$1,50 \pm 0,06$	$1,55 \pm 0,06$	$1,60 \pm 0,06$	$1,63 \pm 0,06$	$1,66 \pm 0,06$	$1,67 \pm 0,06$	$1,69 \pm 0,06$	$1,70 \pm 0,06$

Термометрия, проведенная до и сразу после озвучивания показала неизменность температуры образца. Из таблицы же следует, что ультразвук понижает «структурную температуру» воды, причем «память» о прозвучивании сохраняется около 15 минут. Следовательно, ультразвуковое воздействие указан-

ной мощности повышает степень упорядоченности. Зависимость величины обнаруженного эффекта от напряжения электромагнитных колебаний на излучателе иллюстрирует следующая таблица (измерения проведены спустя 1 минуту после прекращения озвучивания):

U (вольт)	5	10	20	30	40	50	80
ΔT_2 (сек)	0	—0,1	—0,23	—0,21	—0,17	—0,12	+ 0,05

При озвучивании в объеме образца возникает пространственная ультразвуковая «решетка». Связи между молекулами воды, попадающие на линии этой «решетки», разрушаются или деформируются. Таким образом, ультразвуковая «решетка» организует «порядок» в объеме водного цилиндра. Разогрев, имеющий место в точках, образующих линии «решетки», локализуется в малых объемах, и поэтому изменения температуры термометрия не чувствует. ЯМР же фиксирует результирующее явление — понижение «структурной температуры». Когда же ультразвуковая мощность увеличивается, температура локальных разогревов существенно возрастает, тепло начинает переноситься от локальных источников на большие расстояния, общая температура заметно повышается, что и фиксируется повышением T_2 по сравнению с исходным (положительное ΔT_2 в таблице).

То же происходит при продолжительном озвучивании малой энергией.

Время озвучивания (мин)	3	5	10	20	30	60	120	180
ΔT_2 (сек)	0,07	0,1	0,17	0,14	0,14	0,12	0,09	0,04

Локальные разогревы здесь наблюдаются на гораздо большем количестве молекулярных связей, поскольку с увеличением продолжительности озвучивания сильнее проявляются диффузионные процессы и под «решетку» приходят все новые и новые молекулы. Общая температура жидкости, а вместе с ней и T_2 повышаются по сравнению с их значениями при 30-минутном озвучивании. Характерное время воздействия, при котором ΔT_2 обращается в нуль, является мерой как подвижности молекул, так и крепости межмолекулярных связей.

Эффект понижения структурной температуры наблюдался при озвучивании в диапазоне от 85 кГц до 12 мГц; ниже 80 кГц эффект не обнаруживается.

Таким образом можно сделать выводы.

1. Установлено проявление «структурной памяти» в воде, заключающееся в длительном сохранении измененных, благодаря действию внешнего возмущения, значений кинетического коэффициента T_2 . Обнаружено, что по эффекту изменения T_2 действие ультразвуковых колебаний на воду аналогично действию когерентного электромагнитного излучения.

2. Величина изменения времени ядерной магнитной релаксации зависит от продолжительности озвучивания и от его интенсивности.

3. Экспериментально определена минимальная частота ультразвука, начиная с которой начинает проявляться эффект «структурной памяти».

СОДЕРЖАНИЕ

Иванов Е. Д., Черногор Л. Ф. К температурной зависимости коэффициента передачи энергии электронами в нижней ионосфере	3
Пушин В. Ф. К вопросу о прогнозировании характеристик коротких волн на наклонных радиолиниях	8
Казанский В. Б. Об одном методе расчета эффективного показателя преломления	10
Скалько Л. А., Хижняк Н. А. К вопросу о дифракции плазменной волны на решетке	12
Скирта Е. А. Рассеяние электромагнитных волн на системе диэлектрических эллипсоидов	18
Петленко В. А. Асимптотическое решение интегрального уравнения тонкой антенны	24
Мисюра Н. Н. К теории цилиндрической вибраторной антенны	28
Лященко В. А., Горобец Н. Н., Майта Н. А. Щелевые излучатели с круговой поляризацией на экранированной полосковой линии	32
Яцук Л. П., Катрич В. А. Щели с диэлектрическим заполнением в прямоугольном волноводе	35
Вязьмитинов И. А., Резуненко В. А. Некоторые характеристики излучения незамкнутой сферы	38
Ваврив Д. М. Влияние поля пространственного заряда на характеристики резонансных генераторов с длительным воздействием	42
Елисеев А. И., Хижняк Н. А. Аффинорная функция Грина в области источника для нагруженного резонатора	46
Белобров А. В., Литвиненко Л. Н., Просви́рин С. Л. Электромагнитное излучение заряженной частицы, пролетающей сквозь отверстие в металлическом экране конечной толщины	49
Гребенюк Ю. И., Яцук К. П., Халин В. Н. Радиальные волны в гиротропном слое феррита на металлической подложке при поперечном подмагничивании	52
Груцьяк В. И., Коробкин В. А. Рассеяние электромагнитной волны на диэлектрической пластине с углублениями, помещенной в прямоугольный волновод	56
Иванченко Д. Д., Колчыгин Н. Н. Расчет и исследование плавного перехода с прямоугольного волновода на щелевую линию	59
Седых В. М., Шаулов Е. А. Параметры Т- и крестообразных волноводов с частичным диэлектрическим заполнением	61
Олейник О. С., Петьков Г. М., Покусай В. В., Сапрыкин И. И., Седых В. М. СВЧ-фильтр нижних частот на компланарной линии	65
Бутакова С. В., Горобец Н. Н., Ляховский А. Ф. Характеристики фазовращателей на основе 3-дБ волноводно-щелевых мостов	67
Бабарика Л. И., Петькова Л. К. Температурные характеристики резонансных частот волноводно-диэлектрических резонаторов	69
Бабарика Л. И., Коробкин В. А., Пятак Н. И. Термостабилизация волноводных вентилях на основе Т-циркуляторов	71
Нечипоренко А. Н., Поливанов В. Ю., Шейко В. П. Исследование электрически управляемого аттенюатора миллиметрового диапазона	73

Майстренко Ю. В. Влияние шумов электронного потока на амплитуду и частоту генератора дифракционного излучения	75
Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. Шумовые характеристики структур с катодным статическим доменом	78
Костин А. И., Сатюков А. И., Светличный В. М. Разогрев электронного газа в InSb—NiSb	81
Полянский Н. Е., Дрогаченко А. А., Золотарев Е. С., Прохоров Э. Д. Экспериментальное исследование частотных возможностей диодов Ганна на основе GaAs	84
Рак В. Г. Расчет энергетических характеристик субмиллиметрового лазера с оптической накачкой	87
Богданова Т. И., Дзюбенко М. И., Солдатенко С. Е., Шульбга В. М. Экспериментальное исследование импульсного ОКГ на молекулярном азоте	94
Манита О. Ф. Характеристики субмиллиметрового импульсного лазера с поперечной оптической накачкой	98
Степин Л. Д., Тананыхин А. А., Затенко Н. А., Клишко А. П. Отражение излучения ОКГ тонкими пленками в режиме их разрушения	99
Клишко А. П., Степин Л. Д., Затенко Н. А., Климов А. Д., Тананыхин А. А. О преобразовании лазерной энергии в акустическую	103
Тиманюк В. А., Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Усиление тока в тлеющем разряде с плазменным полым катодом	105
Емец Б. Г., Шейкин В. И. Проявление «структурной памяти» в воде, подвергнутой ультразвуковому воздействию	108

**ВЕСТНИК
ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА**

№ 180

Радиофизика и электроника

В ы п у с к 8

Редактор *Л. Ф. Кизилова*
Художественный редактор *В. Е. Петренко*
Технический редактор *Г. П. Александрова*
Корректор *А. В. Евлахова*

Информ. бланк № 4088

Сдано в набор 16.08.78. Подп. в печать 14.03.79. БЦ 09069.
Формат 60×90^{1/16}. Бумага типогр. № 2. Лит. гарн.
Выс. печать. 7,5 усл. печ. л. 9,2 уч.-изд. л. Тираж 1000 экз.
Изд. № 675. Зак. 1443. Цена 1 р. 30 к.

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

Харьковская городская типография № 16 Областного
управления по делам издательств, полиграфии и книж-
ной торговли. 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16.

УДК 551.510.535

К температурной зависимости коэффициента передачи энергии электронами в нижней ионосфере. Иванов Е. Д., Черногор Л. Ф. — Вестн. Харьк. ун-та; № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 3—7.

Обсуждается зависимость от температуры T_e относительной доли энергии δ , передаваемой электронами при соударении с тяжелой частицей для условий в нижней ионосфере. Оценивается влияние зависимости δT_e на нагрев ионосферной плазмы мощными наземными установками. Расчет сопоставляется с экспериментальными данными, полученными в обсерватории Аресибо методом некогерентного рассеяния радиоволн.

Ил. 1. Список лит.: 11 назв.

УДК 550.388.2

К вопросу о прогнозировании характеристик коротких волн на наклонных радиолниях. Пушин В. Ф. — Вестн. Харьк. ун-та, № . «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 8—10.

Рассматривается способ расчета характеристик КВ в сферически-слоистой изотропной ионосфере для вертикального распределения электронной концентрации в виде набора отрезков парабол. Рефракционный интеграл в отражающем слое вычисляется по квадратурным формулам Гаусса с весовой функцией $x^{-0.5}$ на интеграле $[0, 1]$. Верхний предел интегрирования вычисляется с помощью метода итерации.

Список лит.: 6 назв.

УДК 621.396.671

Об одном методе расчета эффективного показателя преломления. Казанский В. Б. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 10—12.

Предлагается новый метод расчета искусственных металлодиэлектриков с регулярной структурой, образованной совокупностями рассеивателей. Метод основан на применении эквивалентных граничных условий. Найден эффективный показатель преломления искусственного диэлектрика из периодических решеток, составленных из идеально проводящих брусьев прямоугольного поперечного сечения. Решение представлено простой аналитической формулой, удобной для физического анализа и конструирования систем, формирующих направленное электромагнитное излучение.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 537.533.73

К вопросу о дифракции плазменной волны на решетке. Скалько Л. А., Хижняк Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 12—18.

Рассматривается задача дифракции плазменной волны на решетке, когда проекции электрического поля ориентированы перпендикулярно образующим решетки. Получена система функциональных уравнений, которая сведена к уравнениям, описывающим задачу Римана—Гильберта. Аналитическое решение получено в длинноволновом приближении. В нулевом приближении определена амплитуда основной трансформированной волны. Показано изменение плотности потока энергии дифрагированной волны при полной трансформации.

Ил. 2. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.371.16

Рассеяние электромагнитных волн на системе диэлектрических эллипсоидов. Скирта Е. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 18—24.

Рассеяние электромагнитных волн на множестве эллипсоидов с произвольными значениями тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости исследуется путем приведения интегральных уравнений макроскопической электродинамики к системе уравнений квазиэлектро- и магнитостатики. Выражения для внутренних и рассеянных полей определяются вплоть до третьего члена разложения по малому параметру a/λ . Эффективность метода показана на примере определения внутренних полей в нулевом приближении для трех эллипсоидов.

Список лит.: 5 назв.

УДК 621.396.01+517.928

Асимптотическое решение интегрального уравнения тонкой антенны. Петленко В. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 24—27.

Интегральное уравнение тонкой антенны приведено к интегро-дифференциальному уравнению с малым параметром, которое исследовано методом усреднения. Получено асимптотическое выражение для тока вдоль электрически тонкой проволочной антенны, справедливое для настроенной и ненастроенной антенны при произвольном возбуждении.

Список лит.: 6 назв.

УДК 538.574.6:621.372.82

К теории цилиндрической вибраторной антенны. Мисюра Н. Н. Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 28—32.

Опираясь на метод парных интегральных уравнений, исследованы характеристики цилиндрической антенны, представляющей собой два соосных полубесконечных закрывающих волновода одного и того же диаметра, разделенных узким зазором, возбуждаемой продольным электрическим диполем, момент которого гармонически меняется во времени.

Список лит.: 7 назв.

УДК 621.396.677.715

Щелевые излучатели с круговой поляризацией на экранированной полосковой линии. Лященко В. А., Горобец Н. Н., Майта Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 32—34.

Проведено экспериментальное исследование энергетических коэффициентов наклонных и крестообразных несимметрических щелей, прорезанных в заземленной пластине экранированной полосковой линии. Рассмотрены поляризационные характеристики крестообразных излучателей. Показано, что энергетические коэффициенты зависят не только от формы и размеров щели, но и от поперечных размеров полосковой линии и структуры поля в ней. Выбором размеров и положения двух ортогональных щелей в экранированной полосковой линии можно обеспечить излучение с поляризацией, близкой к круговой.

Ил. 3. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.396.677.741

Щели с диэлектрическим заполнением в прямоугольном волноводе. Яцук Л. П., Катрич В. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 35—38.

Приведены результаты расчета и экспериментальных исследований характеристик крестообразных щелевых излучателей при полном заполнении полости щели диэлектриками с различной диэлектрической проницаемостью. Показано, что для щелей, полностью заполненных диэлектриком, функцию распределения поля на щели достаточно аппроксимировать полуволной синусоиды. Частотные характеристики щелевых излучателей с диэлектриком сужаются, резонансная длина щелей уменьшается без ухудшения их излучательной способности и согласования с волноводным трактом.

Ил. 2. Список лит.: 4 назв.

УДК 517.9:535.4

Некоторые характеристики излучения незамкнутой сферы. Вязьмитинов И. А., Резуненко В. А. — Вестн. Харьк. у-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 38—42.

Проведено исследование излучения полей осесимметричных электрического и магнитного диполей сферой с круговым отверстием в случае размещения диполей в центре сферы. Численный алгоритм задачи, построенный на основе частичного обращения оператора задачи, реализован на ЭВМ М-222 и применен для вычисления ДН, КНД, ширины и уровня главного и боковых лепестков ДН, сопротивления излучения диполей при наличии сферы с отверстием. Показана возможность экранировки поля диполя незамкнутой сферической поверхностью от сигналов помех, приходящих из различных направлений.

Ил. 2. Список лит.: 5 назв.

УДК 538.561

Влияние поля пространственного заряда на характеристики резонансных генераторов с длительным взаимодействием. Вавриш Д. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 42—46.

На основе решения нелинейных нестационарных уравнений проанализировано влияние поля пространственного заряда на характеристики резонансных генераторов с длительным взаимодействием. Получены аналитические соотношения для инкремента нарастания поля и электронного смещения частоты. С учетом поля пространственного заряда определены значения электронного к. п. д.

Ил. 1. Список лит.: 1 назв.

УДК 621.384.643

Аффинозная функция Грина в области источника для нагруженного резонатора. Елисеев А. И., Хижняк Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 46—48.

Аффинозная функция Грина для нагруженного резонатора представлена в виде суммы волновой резонаторной функции и δ -образной функции, которая соответствует статическому полю, отличному от нуля только в области источника.

Список лит.: 5 назв.

УДК 538.561

Электромагнитное излучение заряженной частицы, пролетающей сквозь отверстие в металлическом экране конечной толщины. Белобров А. В., Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 49—52.

Рассмотрено излучение, возникающее при пролете заряженной частицы сквозь отверстие в экране конечной толщины. В приближении заданного тока исследованы зависимости рассеянного магнитного поля и мощности излучения от времени.

Ил. 2. Список лит.: 7 назв.

УДК 621.372.823

Радиальные волны в гиротропном слое феррита на металлической подложке при поперечном подмагничивании. Гребенюк Ю. И., Яцук К. П., Халин В. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 52—55.

Получены дисперсионные уравнения для радиальных E и H -волн в бесконечном слое феррита на металлической подложке при азимутальном подмагничивании. Приведены результаты численных расчетов комплексной

постоянной распространения для произвольных значений параметров среды. Прослежена трансформация H -волны в области ферромагнитного резонанса при изменении величины подмагничивающего поля. Отмечено влияние толщины слоя на полосу частот невязимого поглощения, определены области аномальной дисперсии.

Ил. 1. Список лит.: 4 назв.

УДК 621.372.852

Рассеяние электромагнитной волны на диэлектрической пластине с углублениями, помещенной в прямоугольный волновод. Груцяк В. И., Коробкин В. А. — Вестн. Харьк. ун-та. № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 56—59.

Методом частичных областей решена задача рассеяния электромагнитной волны на диэлектрической пластине с углублениями, находящейся в прямоугольном волноводе. Задача сведена к решению линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд внутреннего поля. Предложен алгоритм численного счета.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.372.049

Расчет и исследование плавного перехода с прямоугольного волновода на щелевую линию. Иванченко Д. Д., Колчигин Н. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 59—61.

Проведен расчет и результаты экспериментального исследования волноводно-щелевого перехода, который состоит из плавного перехода с прямоугольного волновода на волновод с диэлектрической пластиной и перехода с такой системы на щелевую линию с плавным изменением щели.

Список лит.: 2 назв.

УДК 621.372.82

Параметры T - и крестообразных волноводов с частичным диэлектрическим заполнением. Седых В. М., Шаулов Е. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 61—64.

Получены дисперсионные уравнения для нахождения постоянной распространения волн H_{10} и H_{20} в T -и крестообразных волноводах с частичным диэлектрическим заполнением центральной и боковых областей. Определены основные параметры.

Ил. 2. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.372.852.1

СВЧ-фильтр нижних частот на компланарной линии. Олейник О. С., Петьков Г. М., Покусай В. В. и др. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 65—67.

Рассматриваются конструктивные варианты фильтров нижних частот ФНЧ на базе компланарных передающих линий. Оптимальный вариант ФНЧ представляет собой каскадное включение отрезков компланарных линий с изменяющейся шириной щелей между заземленными платами и центральным проводником постоянной ширины.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.372.852.2

Характеристики фазовращателей на основе 3-дБ волноводно-щелевых мостов. Бутакова С. В., Горобец Н. Н., Ляховский А. Ф. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 67—69.

Приведены зависимости сдвига фазы и КСВН фазовращателей на основе 3-дБ волноводно-щелевых мостов, рассчитанные методом квазиоператоров рассеяния. Выяснено влияние высших типов волн на характеристики фазовра-

щателя. Показано, что разбаланс моста приводит к нелинейности фазовой характеристики и рассогласованию фазовращателя.

Ил. 2. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.372.85

Температурные характеристики резонансных частот волноводно-диэлектрических резонаторов. Бабарика Л. И., Петькова Л. К. Вестник Харьковского университета, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 69—71.

Приведены экспериментальные температурные зависимости резонансных частот собственных колебаний волноводно-диэлектрических резонаторов, выполненных из различных диэлектриков и ферритов. Измерения выполнены в 3-см диапазоне длин волн в интервале температур $\pm 70^\circ\text{C}$. Исследована возможность термостабилизации волноводно-диэлектрических резонаторов применением диэлектриков с противоположным значением ТКЕ. Температурная нестабильность частоты волноводно-диэлектрических резонаторов, термостабилизированных указанным способом, не превышает ± 10 Мгц.

Ил. 2. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.372.85

Термостабилизация волноводных вентилях на основе Т-циркуляторов. Бабарика Л. И., Коробкин В. А., Пятак Н. И. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 71—72.

На основе теории волноводно-диэлектрического резонанса феррито-диэлектрического вкладыша Т-циркуляторов предложен инженерный метод расчета, настройки и термостабилизации параметров вентилях на основе Т-циркуляторов, что позволяет реализовать малогабаритные вентилях с высоким уровнем затухания 40 дБ в 5% полосе частот в интервале температур $\pm 70^\circ\text{C}$.

Список лит.: 3 назв.

УДК 621.372.85

Исследование электрически управляемого аттенуатора миллиметрового диапазона. Нечипоренко А. Н., Поливанов В. Ю., Шейко В. П. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 73—74.

Приведены результаты исследования управляющих свойств некоторых типов *p-i-n*-диодов на частоте 60—70 ГГц и показана возможность создания электрически управляемого аттенуатора в этом диапазоне.

Ил. 2. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.385.69:621.391.822

Влияние шумов электронного потока на амплитуду и частоту генератора дифракционного излучения. Майстренко Ю. В. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 75—78.

Квазистатистическим методом решена задача о влиянии шумов электронного потока на колебания ГДИ. В результате решения получены распределения спектральных плотностей амплитудных и частотных флуктуаций ГДИ в доплеровском диапазоне частот в зависимости от изменения тока и скорости пучка, технических шумов.

Список лит.: 5 назв.

УДК 621.382.2

Шумовые характеристики структур с катодным статическим доменом. Прохоров Э. Д., Скоробогатова С. Н. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 78—81.

Рассчитаны частотные зависимости спектральной плотности мощности шума (СПМШ) структур с катодным статическим доменом в условиях разбитой ударной ионизации. Показано, что в диапазоне частот от 2 ГГц до

100 ГГц непрерывный спектр шума неравномерный, уровень номинальной СПМШ колеблется в пределах 55—85 дБ. При изменении тока на 10—15% уровень шума меняется не более, чем на ~5 дБ. Согласно с экспериментом хорошее.

Ил. 2. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.372.41

Разогрев электронного газа в InSb—NiSb. Костин А. И., Сатюков А. И., Светличный В. М. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 81—83.

Изложены результаты экспериментального исследования разогрева носителей заряда в двухфазной системе InSb—NiSb при слабом разогреве. По измерениям полевой зависимости удельной электропроводности установлено, что разогрев носителей в исследуемом материале намного слабее, чем в InSb в тех же электрических полях. Делается вывод о неупругом механизме рассеяния носителей на границах фаз.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 621.382.2

Экспериментальное исследование частотных возможностей диодов Ганна на основе GaAs. Полянский Н. Е., Дрогаченко А. А., Золотарев Е. С. и др. Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 84—87.

Описана технология изготовления диодов Ганна на основе GaAs для работы в коротковолновой части мм-диапазона, позволяющая получать диаметры рабочей области диода ~10—30 мкм. Исследованы эффективности генерации в указанных диапазонах частот — на частотах 70—75 ГГц, они составляли 3—3,5%, на частотах 90—100 ГГц ~1%, на частотах 130—155 ГГц менее процента. Эксперименты показали, что частотный предел работы диодов Ганна на GaAs не менее 135—140 ГГц, что согласуется с проведенными ранее авторами теоретическими расчетами.

Ил. 2. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.373.826.038.823

Расчет энергетических характеристик субмиллиметрового лазера с оптической накачкой. Рак В. Г. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 87—94.

В приближении кинетических уравнений получены соотношения, позволяющие вычислить энергетические характеристики субмиллиметрового лазера с оптической накачкой в зависимости от его параметров. В качестве примера приводятся вычисленные зависимости выходной мощности CH_3F -лазера от давления газа и мощности накачки.

Табл. 1. Ил. 3. Список лит.: 6 назв.

УДК 621.378.33

Экспериментальное исследование импульсного ОКГ на молекулярном азоте. Богданова Т. И., Дзюбенко М. И., Солдатенко Е. С. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 94—98.

Исследовано параллельное включение двух тиратронов в систему питания азотного лазера на полосковых линиях с поперечным рярядом. При активной длине 20 см получена мощность 75 квт. Приведены зависимости мощности излучения от давления, емкости полосковых линий системы питания, зарядного напряжения. Показано, что при увеличении рабочего напряжения и емкости необходимо производить подстройку перезарядного контура с целью увеличения выходной мощности.

Ил. 5. Список лит.: 3 назв.

УДК 621.373.853.08

Характеристики субмиллиметрового импульсного лазера с поперечной оптической накачкой. Манита О. Ф. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 98—99.

Описывается экспериментальная установка для исследования лазеров субмиллиметрового диапазона с поперечной оптической накачкой в импульсном режиме. Самое мощное излучение около 5 квт на длине волны $\lambda = 151$ мкм с длительностью импульса 1 мкс. Расходимость излучения составляла $2 \cdot 10^{-2}$ рад.

Ил. 2.

УДК 621.378.325

Отражение излучения ОКГ тонкими пленками в режиме их разрушения. Степин Л. Д., Тананыхин А. А., Затенко Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 99—103.

Исследован интегральный коэффициент отражения тонких металлических слоев в режиме их разрушения. Получено аналитическое выражение зависимости коэффициента отражения от плотности потока мощности излучения, времени облучения, материала и толщины пленки.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 534. 221.14

О преобразовании лазерной энергии в акустическую. Климко А. П., Степин Л. Д., Затенко Н. А. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 103—105.

Исследован акустический сигнал, возникающий в воде при распространении импульса лазерного излучения. Применение тензодатчика в качестве преобразователя акустической энергии в электрическую позволило определить абсолютные значения энергии акустического сигнала.

Ил. 1.

УДК 537.525

Усиление тока в тлеющем разряде с плазменным полым катодом. Тиманюк В. А., Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение, «Вища школа», 1979, с. 105—107.

Исследовано изменение тока разряда с цилиндрическим плазменным катодом при инъекции электронов из плазмы вспомогательного разряда. Измерения проведены в атмосфере гелия при давлениях от 0,2 до 10 Тор.

Показана возможность плавного управления разрядным током с тлеющим разрядом, найдены условия, при которых ток инжектированных электронов усиливается.

Ил. 1. Список лит.: 2 назв.

УДК 539.1.047

Проявление «структурной памяти» в воде, подвергнутой ультразвуковому воздействию. Емец Б. Г., Шейкин В. И. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. «Радиофизика и электроника», вып. 8. Харьков, издательское объединение «Вища школа», 1979, с. 108—110.

Методом ЯМР обнаружено уменьшение времени магнитной релаксации протонов воды, подвергнутой действию ультразвука, что соответствует понижению «структурной температуры». Пониженная «температура» сохраняется некоторое время после прекращения воздействия. Определена минимальная частота ультразвука, начиная с которой наблюдается эффект понижения температуры.

clayey xty-1