$$= U_г K_0/(2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-ja(\omega - \omega_н)^2 + j\omega(t - \tau_0 - \lambda) + j\tau_0\omega_н\right] d\omega \times\right.$$

$$\times\, U_c(\lambda) \exp\left[j(\omega_c - \omega_г)\lambda + j\varphi_c - j\lambda^2/(4a)\right] d\lambda.$$

Преобразуем внутренний интеграл подстановкой $\omega = x/\sqrt{a} + [2a\omega_н + (t - \tau_0 - \lambda)]/(2a)$; $d\omega = dx/\sqrt{a}$, тогда

$$u_{вых}(t) = U_г K_0/(2\pi\sqrt{a}) \int_{-\infty}^{\infty} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-jx^2)\, dx \right| \times$$

$$\times\, U_c(\lambda) \exp\left[j\omega_н(t - \lambda) + j(t - \tau_0 - \lambda)^2/(4a) +\right.$$

$$\left.+\, j(\omega_c - \omega_г)\lambda + j\varphi_c - j\lambda^2/(4a)\right] d\lambda.$$

Внутренний интеграл в квадратных скобках сводится к интегралу Френеля и равен $\sqrt{\pi/2} \cdot \exp(-j\pi/4)$ [2]. Тогда

$$u_{вых}(t) = U_г K_0/(2\sqrt{2\pi a}) \cdot \exp\left[j\omega_н t + j(t - \tau_0)^2/(4a) - j\pi/4\right] \times$$

$$\times \int_0^{T_{ан}} U_c(\lambda) \exp\left[j(\omega_c - \omega_г)\lambda + j\varphi_c - j\Omega\lambda\right] d\lambda,$$

где $\Omega = \Omega(t) = \omega_н + (t - \tau_0)/(2a)$.

Напряжение на выходе ДЛЗ — это колебание с огибающей, определяемой интегралом $\int_0^{T_{ан}} U_c(\lambda) \exp\left[j(\omega_c - \omega_г)\lambda + j\varphi_c - j\Omega\lambda\right] d\lambda = \mathbf{S}(\Omega)$.

Такой интеграл является преобразованием Фурье радиоимпульса с огибающей $U_c(t)$ и заполнением по частоте $(\omega_c - \omega_г)$, т. е. спектральной функцией $\mathbf{S}(\Omega)$ исследуемого участка реализации — радиоимпульса $e(t)$. Текущая частота Ω линейно связана со временем и изменение амплитуды напряжения на выходе ДЛЗ во времени характеризует спектральную функцию напряжения $e(t)$.

1. *Гоноровский И. С.* Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Сов. радио, 1982. 568 с. 2. *Двайт Г. Б.* Таблицы интегралов и другие математические формулы / Под ред. К. А. Семендяева. М.: Наука, 1973. 210 с. 3. *Хорунжий В. А., Долбня Е. В. Богатов П. И.* Акустоэлектроника. Киев: Техніка, 1984. 150 с.

Поступила в редколлегию 11.04.84

УДК 621.3.012.8

В. С. ВУНТЕСМЕРИ, канд. техн. наук

МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ ГЕЛИКОНОВОГО ВЕНТИЛЯ

Геликоновые вентили относятся к классу невзаимных пассивных устройств. Их невзаимные свойства проявляются в изменении передаточной функции при перемене местами подключенных генератора и нагрузки. В работах [2, 3, 5] при определении коэффициента передачи использованы классически нормированные матрицы параметров $[Z]$ и $[Y]$, найденные на основе метода контурных токов и узловых напряжений.

Анализ цепей методом полюсов основан на волновой матрице рассеяния [4], широко применяемой в теории цепей с распределенными параметрами. Использование волновых матриц при анализе цепей с сосредоточенными параметрами позволяет проводить анализ по единой методике как в области низких, так и в области высоких частот. Особенно наглядно преимущества матрицы рассеяния проявляются при анализе невзаимных устройств, поскольку сами элементы матрицы рассеяния представляют собой передаточные и входные функции исследуемого многополюсника.

Рассмотрим схему геликонового вентиля [3], состоящего из двух катушек индуктивности L_1 и L_2, намотанных перпендикулярно друг другу на полупроводниковую пластину из антимонида индия n-типа толщиной $2d$ и конденсатора C. Вентиль подключен к источнику и нагрузке с помощью кабеля с волновым сопротивлением Z. Обозначим через U_1^+, U_1^-, U_2^+, U_2^- нормированные волны напряжения падающих и отраженных волн на входах вентиля.
Выберем значения индуктивностей $L_1 = L_2 = L_0$ и значения волновых сопротивлений линий передачи $Z_1 = Z_2 = Z_0$. Нормированные по отношению к Z_0 величины реактивных проводимостей $1/\omega L_0$ и ωC_0 обозначим соответственно через $y_L = Z_0 / \omega L_0$ и $y_C = Z_0 \omega C$. Тогда нормированная матрица $[Y]$ параметров вентиля может быть записана в виде

$$[Y] = \left[\begin{array}{c|c} iy_L \dfrac{\mu_{\parallel}}{\mu_{\parallel}^2 + \mu_{\perp}^2} + iy_C & y_L \dfrac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}^2 + \mu_{\perp}^2} - iy_C \\ \hline -y_L \dfrac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}^2 + \mu_{\perp}^2} - iy_C & iy_L \dfrac{\mu_{\parallel}}{\mu_{\parallel}^2 + \mu_{\perp}^2} + iy_C \end{array}\right], \qquad (1)$$

где $\mu_{\parallel} = \frac{1}{2}\left(\frac{\operatorname{tg} k_- d}{k_- d} + \frac{\operatorname{tg} k_+ d}{k_+ d}\right)$; $\mu_{\perp} = \frac{1}{2}\left(\frac{\operatorname{tg} k_- d}{k_- d} - \frac{\operatorname{tg} k_+ d}{k_+ d}\right)$; $k_{\pm}^2 =$

$= \dfrac{\omega\mu_0}{\rho\sqrt{1+u^2}}\, e^{\pm \operatorname{arctg} \frac{1}{4}}$; $u = \mu_n \beta_0$; $i = \sqrt{-1}$, ρ — сопротивление полупроводника; μ_n — подвижность электронов; B_0 — индукция внешнего постоянного магнитного поля.

Зная элементы матрицы $[Y]$, найдем волновую матрицу рассеяния $[S]$ по формуле преобразования матриц

$$[S] = ([1] - [Y]) \cdot ([1] + [Y])^{-1}. \qquad (2)$$

Здесь $[1]$ — единичная матрица;

$$
[S] = \frac{1}{D_Y}\left[\begin{array}{c}
1 + y_L^2 \dfrac{\mu_\parallel^2 - \mu_\perp^2}{\mu_\parallel^2 + \mu_\perp^2} + -2y_L \dfrac{\mu_\perp}{\mu_\parallel^2 + \mu_\perp^2} + \\
+ 2y_L y_C \dfrac{\mu_\parallel}{\mu_\parallel^2 + \mu_\perp^2} + i2y_C \\
2y_L \dfrac{\mu_\perp}{\mu_\parallel^2 + \mu_\perp^2} + 1 + y_L^2 \dfrac{\mu_\parallel^2 - \mu_\perp^2}{\mu_\parallel^2 + \mu_\perp^2} + \\
+ i2y_C + 2y_L y_C \dfrac{\mu_\parallel}{\mu_\parallel^2 + \mu_\perp^2}
\end{array}\right], \qquad (3)
$$

где $D_Y = 1 - y_L^2 \dfrac{\mu_\parallel^2 - \mu_\perp^2}{\mu_\parallel^2 + \mu_\perp^2} + i2y_L \dfrac{\mu_\parallel}{\mu_\parallel^2 + \mu_\perp^2} + i2y_C$.

Поскольку в матрице $[S]$ $S_{12} \neq S_{21}$, то рассматриваемый четырехполюсник является необратимым и может быть представлен в виде каскадного соединения обратимого четырехполюсника и идеального преобразователя мощности [1]. Условием согласования вентиля по входу и по выходу является равенство нулю S_{11} и S_{22}. Внедиагональные элементы матрицы рассеяния являются коэффициентами передачи вентиля в прямом (+) и обратном (—) направлениях

$$
K^{\pm} = \frac{\pm 2y_L\mu_\perp + i2y_C(\mu_\parallel^2 + \mu_\perp^2)}{\mu_\parallel^2 + \mu_\perp^2 - y_L^2(\mu_\parallel^2 - \mu_\perp^2) + i\,[2y_L\mu_\parallel + 2y_C(\mu_\parallel^2 + \mu_\perp^2)]}. \qquad (4)
$$

При оптимизации параметров вентиля добиваемся максимума K^+ и минимума K^-.

1. *Зелях Э. В.* Идеальный преобразователь мощности — новый элемент электронной цепи // Электросвязь. 1957. № 1. С. 35—47. 2. *Красилич Г. П.* Эквивалентная схема полупроводникового вентиля // Вестн. Киев. политехн. ин-та: Радиотехника. 1978. Вып. 15. С. 80—82. 3. *Красилич Г. П.* Полупроводниковый вентиль метрового диапазона волн // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1976. 19, № 3. С. 122—123. 4. *Ортюзи Ж.* Теория электронных цепей. М.: Мир, 1976. 400 с. 5. *Толутис Р. Б.* О свойствах полупроводниковых ВЧ-вентилей на эффект размерного резонанса электромагнитных магнитоплазменных волн // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23, № 3. С. 608.

Поступила в редколлегию 17.09.84

УДК 621.374

Г. А. ГАЛИНА, мл. науч. сотр., Г. И. КАЛЬНАЯ,
С. В. ОГУРЦОВ, кандидаты физ.-мат. наук

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСАЖДЕННЫХ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ ПЛЕНОК ZnO

Обработка технологии получения пленок ZnO для устройств функциональной электроники нами осуществлялась с привлечением рентгеновских и оптических исследований. Пленки окиси цинка толщиной до 6 мкм наносились на подножки из плавленного кварца маг-