

01; 09

© 1992

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ  
ЧЕРЕЗ ПЛЕНКИ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

А.Г. Глушенко

Прохождение электромагнитных волн через границы раздела различных сред с учетом нелинейности их параметров рассматривалось неоднократно для гармонических сигналов. Связано это с возможностями практического использования наблюдающихся эффектов умножения, преобразования частот, наличия бистабильных состояний и др. В последнее время большое внимание уделяется взаимодействию с нелинейными средами нестационарных сигналов [1, 2]. Особенности взаимодействия связаны с необходимостью учета спектра импульсов и дисперсионных характеристик волноводных структур и входящих в них сред. В настоящем сообщении рассмотрено наличие порогового эффекта при прохождении видеоимпульсов через пленки полупроводников со сверхрешетками [3] в волноводных структурах. Установлена возможность аналитического описания импульсов после прохождения пленки с нелинейными параметрами при падении импульсов прямоугольной или ступенчатой форм малой и большой амплитуды.

Рассмотрим падение импульса на границу раздела двух полубесконечных магнитоэлектриков, имеющих параметры  $\epsilon_1 \epsilon_0, \mu_1 \mu_0$  при  $x < -\delta/2$  и  $\epsilon_2 \epsilon_0, \mu_2 \mu_0$  при  $x > \delta/2$ , на которой расположена пленка толщиной  $\delta \ll \lambda$  ( $\lambda$  - длина волны) полупроводника со сверхрешеткой, описываемого функцией плотности тока

$$j_z(\vec{r}, t) = \omega_p^2 \epsilon_0 \hbar (4\pi e d)^{-1} \sin \varphi(\vec{r}, t),$$

где  $\varphi(\vec{r}, t)$  - безразмерный вектор - потенциал, связанный с напряженностью электрического поля соотношением:  $E_z(\vec{r}, t) = \hbar e^{-1} d^{-1} \partial \varphi(\vec{r}, t) / \partial t$ ,  $\omega_p$  - плазменная частота,  $d$  - период решетки с осью ориентированной вдоль  $Oz$ ,  $e$  - заряд носителей тока. Граничные условия для  $H(E_z, H_x, H_y)$  волн в плоскости  $x=0$  имеют вид

$$E(x=-\delta/2) = E_z(x=\delta/2), H_y(x=-\delta/2) - H_y(x=\delta/2) = -j_z(x=0, z) \cdot \delta. (1)$$

Для основной волны полосковой и коаксиальных линий вплоть до коротковолновой части спектра видеоимпульсов, падающих на границу раздела сред  $\partial / \partial z = \partial / \partial y = 0$  [4]. В этом случае соотношение между вектор - потенциалами падающего  $\varphi_0(x=0, t)$ ,

отраженного  $\eta_R(x=0, t)$  и прошедшего через пленку  $\eta_T(x=0, t)$  импульсов из граничных условий (1) имеет вид

$$\eta_0(x=0, t) + \eta_R(x=0, t) = \eta_T(x=0, t). \quad (2)$$

Второе граничное условие (1) с учетом (2) позволяет получить уравнение для функции  $\eta_T(x=0, t)$ , которое при изменении масштаба времени  $\tau = t \cdot \tau_0$  сводится к нелинейному дифференциальному уравнению

$$d\eta_T(x=0, \tau)/d\tau + \sin \eta_T(x=0, \tau) = F(\tau), \quad (3)$$

$$\text{где } F(\tau) = 8\pi edc\omega_p^{-2}\delta^{-1}\hbar^{-1}\epsilon^{1/2}E_0(x=0, \tau),$$

$$\tau_0 = 4\pi c(\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2})\omega_p^{-2}\delta^{-1}.$$

Из (3) следует, что в установившемся режиме ( $\partial F(\tau)/\partial\tau = \partial\eta_T/\partial\tau = 0$ ) при  $\max|F(\tau)| < 1$  функция  $\eta_T(x=0, \tau)$  ограничена:  $|\eta_T(x=0, \tau)| \rightarrow \arcsin F(\tau) < \pi/2$ .

Аналитическое решение (3) может быть получено при падении на границу раздела сред импульсов, описываемых ступенчатыми функциями, с помощью которых можно аппроксимировать импульсы сложной формы. Например, при

$$F(\tau) = \begin{cases} F_0 & 0 \leq \tau \leq T, \\ 0 & \tau < 0, \tau > T \end{cases} \quad (4)$$

решение (3) в области  $0 \leq \tau \leq T$  имеет различный вид в зависимости от амплитуды  $E_0(\tau)$

$$\eta_T(x=0, \tau) = \frac{\pi}{2} + 2 \arctg \begin{cases} \left[ \frac{(1+F_0)/(1-F_0)}{2} \right]^{1/2} \cdot \text{th}[(\tau+\tau_c)(1-F_0^2)^{1/2}/2] & \text{при } F_0 < 1 \\ \left[ \frac{(F_0+1)/(F_0-1)}{2} \right]^{1/2} \cdot \text{tg}[(\tau+\tau_s)(F_0^2-1)^{1/2}/2] & \text{при } F_0 > 1, \end{cases}$$

где

$$\tau_c = (1-F_0^2)^{-1/2} \ln \left\{ F_0^{-1} \left[ 1 + (1+F_0)^{1/2} (1-F_0)^{1/2} \right] \right\},$$

$$\tau_s = 2(F_0^2-1)^{-1/2} \arctg \left[ (F_0^2-1)^{1/2} (F_0+1)^{-1} \right]$$

или для напряженности электрического поля

$$E_T(x=0, \tau) = \frac{\hbar(1-F_0^2)}{ed} \begin{cases} \left\{ \text{ch}[(\tau+\tau_c)(1-F_0^2)^{1/2}/2] - F_0 \right\}^{-1} & \text{при } F_0 < 1 \\ \left\{ \cos[(\tau+\tau_s)(F_0^2-1)^{1/2}/2] - F_0 \right\}^{-1} & \text{при } F_0 > 1. \end{cases}$$

В области  $\tau > T$  в обоих случаях

$$E_T(x=0, \tau) = 2\hbar e^{-1}d^{-1} \text{tg} \left[ \eta_T(T)/2 \right] \exp(T-\tau) \left\{ 1 + \text{tg}^2 \left[ \eta_T(T)/2 \right] \exp[2(T-\tau)] \right\}^{-1}.$$

Таким образом, прохождение импульсов через пленку с нелинейными параметрами существенно зависит от амплитуды падающего импульса: при  $F_0 < 1$  импульсы практически полностью отражаются от поверхности пленки, т.е. импульсы малой амплитуды не позволяют получить инверсного состояния в энергетической структуре уровней, образуемой периодической структурой сверхрешетки. Аналогичная ситуация возникает в средах, описываемых в условиях резонанса в рамках модели двухуровневых систем, когда для реализации режима самоиндуцированной прозрачности амплитуда сигнала должна быть достаточна для обеспечения инверсии в двухуровневой системе [3]. При  $F_0 > 1$  обеспечивается режим самоиндуцированной прозрачности, и импульсы проходят через пленку с самомодулирующей амплитуды с периодом  $T_n \simeq 4\pi(F_0^2 - 1)^{-1/2}$ , зависящим от амплитуды падающего импульса. Пороговое значение напряженности электрического поля, при котором меняется характер прохождения импульса через пленку, определяется соотношением

$$E_{кр} = \omega_p^2 \delta \hbar / (8\pi e d c \epsilon_1^{1/2}).$$

При  $d \approx 10^{-6}$  м,  $\epsilon_1 \sim 10$ ,  $\delta \approx 10^{-3}$  м,  $\omega_p \approx 10^{11-12}$  с<sup>-1</sup> величина  $E_{кр} \sim 10^0-10^2$  В/м имеет порядок, обычный для техники связи, и существенно зависит от параметров пленки  $\omega_p$ ,  $\delta$ ,  $d$ , что позволяет обеспечить требуемый уровень  $E_{кр}$ . Наличие пороговых эффектов позволяет реализовать новые устройства интегральной СВЧ микроэлектроники: устройства защиты от помех, ограничители мощности и др.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] И с а к о в М.В., П е р м я к о в В.Л. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 17. С. 73-77.
- [2] Р у п а с о в В.И., Ю д с о н В.И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 2. С. 494-499.
- [3] Б а с с Ф.Г., Б у л г а к о в А.А., Т е т е р в о в П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с.
- [4] Н е ф е д о в Е.И., Ф и а л к о в с к и й А.Т. Полосковые линии передачи. М.: Наука, 1980. 312 с.

Поступило в Редакцию  
13 января 1992 г.