

фонограмм // Защита информации. Сб. трудов НАУ. – К.: КМУЦА, 2004. – Вып. 11. – С. 50–56.

6. Рыбальский О.В. Анализ возможных цифровых и аналоговых способов подделки фонограмм и требований к анализаторам для выявления их следов // Захист інформації. – К.: КМУЦА, 2004. – Спеціальний випуск. – С. 44–48.

7. Рыбальский О.В. Метод получения графиков текущих спектров сигналов из их вейвлет-портретов // Захист інформації. – К.: КМУЦА. – 2004. – № 1. – С. 51–56.

8. Рыбальский О.В. Выбор направлений разработки методов и средств выявления следов цифровой обработки фонограмм // Захист інформації. – К.: КМУЦА. – 2004. – № 2. – С. 51–54.

9. Рыбальский О.В. Программа для выявления следов цифровой обработки аналоговых и цифровых фонограмм при проведении судебно-акустической экспертизы // Реєстрація, зберігання і обробка даних. – К. – 2003. – Т. 5, № 3. – С. 50–56.

10. Пат. 60403 України, МКВ G 11 b 27/00, 27/36. Спосіб перевірки автентичності цифрових сигналів: Пат. 60403 України, МКВ G 11 b 27/00, 27/36 Рыбальський О. В., Жаріков Ю.Ф. (Україна); НАВСУ. – № 2002031835; Заявл. 05.03.02; Опубл. 15.10.03, Бюл. № 10.

11. Пат. 54627 України, МКВ G 11 b 27/00, 27/36. Спосіб ідентифікації цифрової апаратури запису аналогових сигналів та перевірки автентичності цифрових сигналів: Пат. 54627 України, МКВ G 11 b 27/00, 27/36 Рыбальський О.В., Жаріков Ю.Ф., Орлов Ю.Ю., Геранін В.О., Писаренко Л.Д., Мовчан Т.В., Кирюша Б.А. (Україна); НАВСУ. – № 2001129156; Заявл. 28.12.01; Опубл. 17.03.03, Бюл. № 3.

12. Пат. 27207 України, МКВ G 11 b 27/00, 27/36. Спосіб перевірки оригінальності та автентичності магнітних фонограм: Пат. 27207 України, МКВ G 11 b 27/00, 27/36 Рыбальський О.В., Жаріков Ю.Ф., Орлов Ю.Ю. (Україна); НАВСУ. – № 99084533; Заявл. 09.08.99; Опубл. 15.08.00, Бюл. № 3.

13. Пат. 73631 України, МКВ G 11 b 27/00, 27/36. Спосіб виявлення слідів цифрової обробки аналогових і цифрових сигналів: Пат. 73631 України, МКВ G 11 b 27/00, 27/36 Рыбальський О.В., Геранін В.О., Жаріков Ю.Ф., Орлов Ю.Ю., Волкович С.Л., Струк І.О. (Україна); НАВСУ. – № 2003076921; Заявл. 22.07.03; Опубл. 15.08.05, Бюл. № 8.

14. Свідоцтво № 11088 про реєстрацію авторського права на твір. Комп'ютерна програма "Академія". Рыбальський О.В., Волкович С.Л. (Україна); Рыбальський О.В. – № 10986; Заявл. 26.07.2004; Опубл. 17.09.2004.

15. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. – М.- Ижевск: Dynamica, 2001. – 463 с.

УДК 535.39

В.В. Козловский

АНАЛИЗ ЦЕПИ УТЕЧКИ ИНФОРМАЦИИ С ПЛАНАРНОГО ОПТОВОЛОКНА

В настоящее время в связи с интенсивным развитием волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) существенно возрос интерес к вопросам защиты информации, передаваемой по оптоволокну. На сегодняшний день для анализа каналов утечки информации используется классическая модель диэлектрического волновода [1-3]. Анализ работ по волоконной оптике [4-7] и методам защиты информации [1,3] свидетельствует о том, что основными причинами утечки информации в оптическом диапазоне являются места ввода света в волновод (стыки), в результате чего в оптоволокну возникают моды излучения. Излучение света в местах стыка вызвано несовпадением геометрических (профиль поперечного сечения) и распределённых параметров (диэлектрическая и магнитная проницаемость) соединяемых волокон. Моды излучения представляют собой незатухающие в поперечном сечении или слабозатухающие колебания, которые существуют вне волокна. Моды излучения, как и направляемые моды, являются решениями уравнений Максвелла, имеющих непрерывный спектр собственных

частот [5].

При наличии фотоприёмника вблизи оптоволокну процессы в волноводе и в окружающем пространстве между волокном и апертурой приёмника могут существенно отличаться от процессов в волноводе в отсутствие приёмника. Например, допустим, что поверхностное сопротивление приёмника является очень большим, то есть по своим свойствам приёмник является магнитным экраном рис.1.

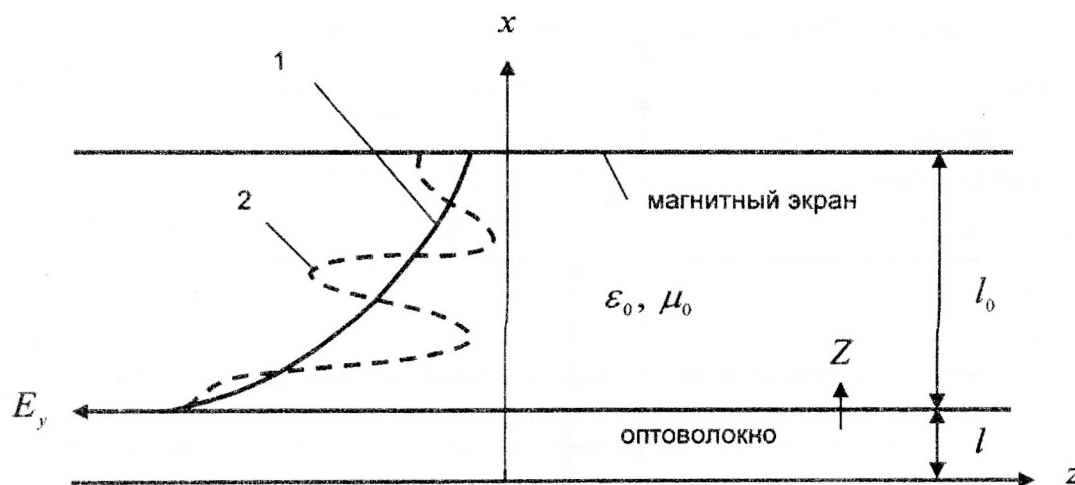


Рис.1. Распределение электрического поля TE моды за пределами плоского оптоволокну: 1- в отсутствии магнитного экрана ($l_0 = \infty$); 2 – при наличии магнитного экрана

Тогда распределение электрического поля по оси x в пространстве толщиной l_0 будет иметь осциллирующий характер (рис.1). Распределение же поля в отсутствие экрана имеет монотонно спадающий вид [4]. То есть распределение поля между границей оптоволокну и экраном может сильно отличаться от распределения поля диэлектрического волновода. Более того, из приведенных физических соображений следует, что при наличии фотоприёмника волноводная мода (направляемая мода) может перейти в моду излучения. Такая ситуация возникнет в случае, когда поверхностное сопротивление Z (рис.1) будет вещественной или комплексной величиной [8].

Таким образом, отсутствие учёта влияния фотоприёмника на процессы в оптоволокну и в околотоволокну пространстве может привести к большим ошибкам при анализе канала утечки информации.

Целью статьи является определение поля на апертуре фотоприёмника с учётом его влияния на поле вне оптоволокну и внутри волокна.

В качестве оптоволокну рассмотрим симметричный плоский волновод, параметры которого не изменяются вдоль координаты y . Данный тип волноводов является одним из основных элементов интегральной оптики [4-6] и поэтому анализ возможного канала утечки информации с такого оптоволокну представляет определённый интерес. Схема рассматриваемого волокна изображена на рис.2, где Z_f - поверхностное сопротивление апертуры фотоприёмника, Z_p - поверхностное сопротивление полупространства $x < -d$.

Согласно результатам работ [8,9] симметричному плоскому волноводу в направлении оси x (рис.2) могут быть поставлены в соответствие четыре эквивалентных схемы: 1) для TE мод с идеальным источником тока или напряжения и 2) для TM мод с идеальным источником тока или напряжения. Для определённости воспользуемся схемой с идеальным источником напряжения, которая в соответствии с [9] для нашего случая примет вид рис.3,

где Z_{ϵ_3} , Z_{ϵ_2} - волновые сопротивления линий передачи рис.3. Линии с волновым сопротивлением Z_{ϵ_3} соответствует слой пространства $-d < x < d$, а линии с волновым сопротивлением Z_{ϵ_2} соответствует диэлектрический слой $d + l_0 \geq x \geq d$. Тогда согласно рис.2 в соответствии с [8,9] имеем: для ТЕ мод (β - постоянная распространения)

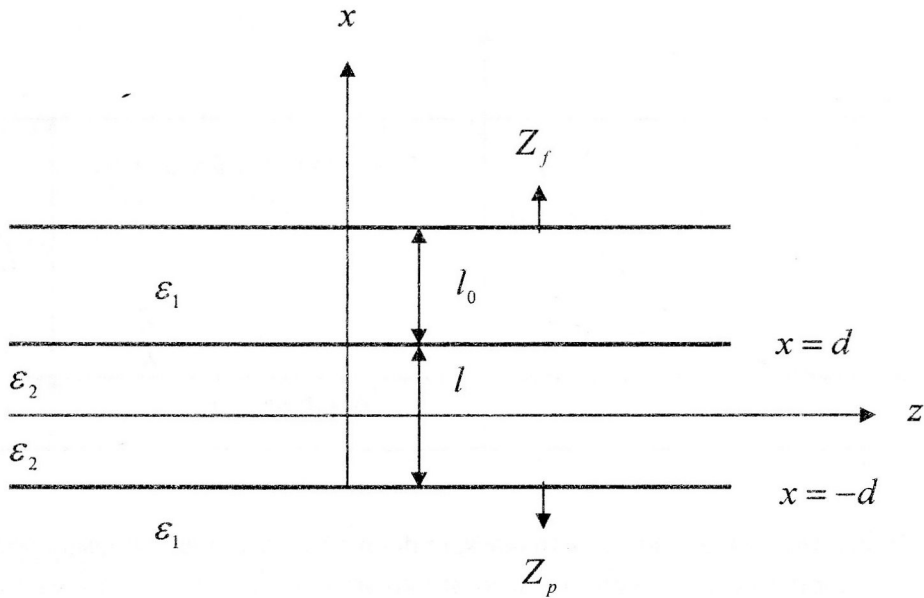


Рис.2. Симметричный плоский волновод

$$Z_{\epsilon_3} = \frac{\omega\mu_0}{\sqrt{k_2^2 - \beta^2}}, \quad k_2 = \omega\sqrt{\epsilon_2\mu_0}, \quad Z_{\epsilon_2} = \frac{\omega\mu_0}{\sqrt{k_1^2 - \beta^2}}, \quad k_1 = \omega\sqrt{\epsilon_1\mu_0}; \quad (1)$$

для ТМ мод

$$Z_{\epsilon_3} = \frac{\sqrt{k_2^2 - \beta^2}}{\omega\epsilon_2}, \quad Z_{\epsilon_2} = \frac{\sqrt{k_1^2 - \beta^2}}{\omega\epsilon_1}. \quad (2)$$

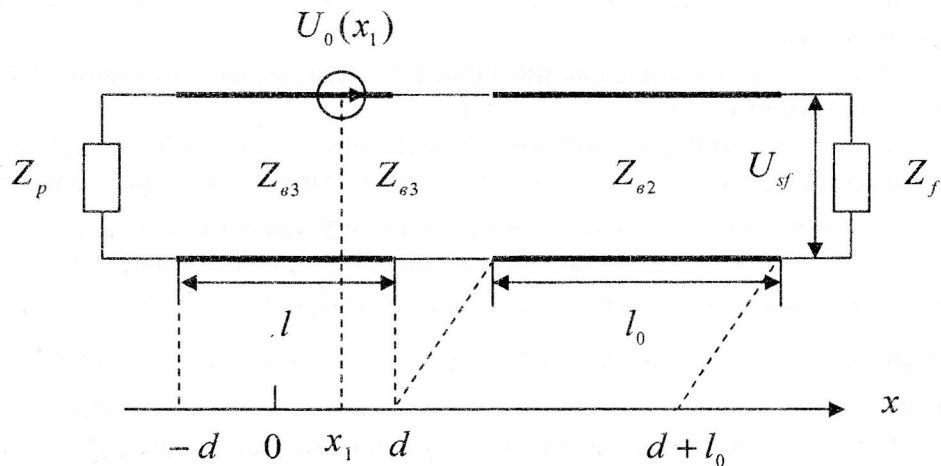


Рис.3. Схема замещения плоского волновода рис.2

Время задержки линий длиной l и l_0 соответственно равно

$$t_3 = \frac{l}{\omega} \sqrt{k_2^2 - \beta^2}, \quad t_2 = \frac{l_0}{\omega} \sqrt{k_1^2 - \beta^2}. \quad (3)$$

Выражения (3) справедливы как для ТЕ, так и для ТМ мод.

Нашей задачей является определение напряжения на нагрузке Z_f , обозначим его U_{sf} (рис.3), при заданном возбуждении $U_0(x_1)$, $-d < x_1 < d$. Зная U_{sf} и чувствительность фотоприёмника, можно определить необходимую дальность, с которой возможен съём оптического излучения. Для нахождения U_{sf} представим цепь рис.3 в виде двух четырёхполюсников, разделённых в сечении $x = x_1$ (рис.4). Зафиксируем x_1 и обозначим напряжение на Z_f через U_f . Из рис.3,4 следует, что при $x_1 < d$ четырёхполюсник представляет собой отрезок линии передачи длиной $x_1 + d$, нагруженный на сопротивление Z_p . Следовательно, сопротивление Z_i равно:

$$Z_i(x_1) = Z_{e3} \frac{Z_p + jZ_{e3} \operatorname{tg}[(x_1 + d)\sqrt{k_2^2 - \beta^2}]}{Z_{e3} + jZ_p \operatorname{tg}[(x_1 + d)\sqrt{k_2^2 - \beta^2}]} \quad (4)$$

При $x_1 > d$ четырёхполюсник, рис.4, представляет каскадное соединение двух отрезков линий передачи как показано на рис.5. Для направляемых мод волновое сопротивление Z_{e3} является вещественной величиной ($\beta^2 < k_2^2$). Отсюда находим элементы цепной матрицы (матрицы ABCD) линии с волновым сопротивлением Z_{e3} :

$$\begin{aligned} A_a &= \cos[(d - x_1)\sqrt{k_2^2 - \beta^2}], & B_a &= jZ_{e3} \sin[(d - x_1)\sqrt{k_2^2 - \beta^2}], \\ C_a &= j \frac{1}{Z_{e3}} \sin[(d - x_1)\sqrt{k_2^2 - \beta^2}], & D_a &= A_a. \end{aligned} \quad (5)$$

В формулах (5) в зависимости от рассматриваемого случая следует использовать выражения для волновых сопротивлений для ТЕ или ТМ мод (1),(2).

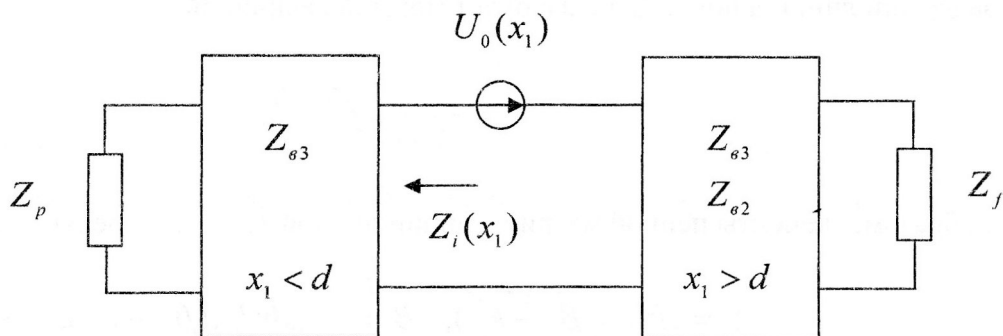


Рис.4. Представление цепи рис.3 в виде двух четырёхполюсников

При определении элементов цепной матрицы линии с волновым сопротивлением Z_{e2} следует иметь в виду, что $\beta^2 > k_1^2$ и поэтому волновое сопротивление Z_{e2} является чисто

мнимой величиной. Для определения знака мнимой части Z_{e2} рассмотрим уравнение для электрического поля ТЕ мод:

$$E''(x) + k_x^2 E = 0, \quad k_x^2 = k_1^2 - \beta^2. \quad (6)$$

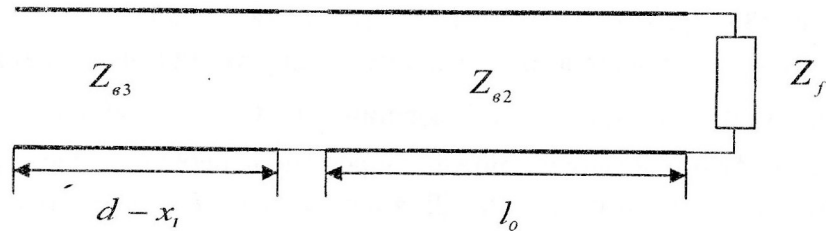


Рис.5. Схема цепи при $x_1 > d$

Решением уравнения (6), описывающим распространение волны в свободном пространстве, является функция $E = E_0 \exp(-j\sqrt{k_x^2} x)$. При $k_x^2 < 0$, как следует из условия излучения [4], поле при $x \rightarrow \infty$ должно стремиться к нулю. Следовательно,

$$\sqrt{k_x^2} = -j|k_x| = -j\sqrt{\beta^2 - k_1^2}. \quad (7)$$

В этом случае волновое сопротивление для ТЕ и ТМ мод будет иметь вид:

$$Z_{e2TE} = \frac{j\omega\mu_0}{\sqrt{\beta^2 - k_1^2}}, \quad Z_{e2TM} = \frac{\sqrt{\beta^2 - k_1^2}}{j\omega\varepsilon}. \quad (8)$$

Из выражений (8) следует, что для ТЕ мод волновое сопротивление носит индуктивный характер, а для ТМ мод – ёмкостной характер.

Время задержки линии длиной l_0 также будет мнимой величиной:

$$t_0 = -j\frac{l_0}{\omega}\sqrt{\beta^2 - k_1^2}. \quad (9)$$

Таким образом, элементы цепной матрицы линии длиной l_0 имеют следующий вид:

$$A_b = ch(l_0\sqrt{\beta^2 - k_1^2}), \quad B_b = Z_{e2}sh(l_0\sqrt{\beta^2 - k_1^2}), \quad (10)$$

$$C_b = \frac{1}{Z_{e2}}sh(l_0\sqrt{\beta^2 - k_1^2}), \quad D_b = A_b.$$

Волновые сопротивления определяются формулами (8) в зависимости от рассматриваемой моды.

В соответствии с полученными формулами (5), (10) находим матрицу составной

двухступенчатой линии:

$$[A] = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = [A]_a [A]_b = \begin{bmatrix} A_a A_b + B_a C_b & A_a B_b + B_a D_b \\ C_a A_b + D_a C_b & C_a B_b + D_a D_b \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Откуда напряжение на нагрузке Z_f :

$$U_f(x_1) = \frac{U_0(x_1) Z_f}{AZ_f + B + CZ_f Z_f + DZ_f}. \quad (12)$$

Применяя принцип суперпозиции, находим напряжение при воздействии всех источников в интервале $-d \leq x_1 \leq d$:

$$U_{sf} = \int_{-d}^d U_f(x_1) dx_1 = Z_f \int_{-d}^d \frac{U_0(x_1)}{AZ_f + B + CZ_f Z_f + DZ_f} dx_1. \quad (13)$$

Формулой (13) можно пользоваться и в общем случае, когда определена цепная матрица произвольного диэлектрического волновода $[A]_a$. При этом формулы (11)-(13) остаются справедливыми и в данном случае.

Анализ выражения (13) показывает, что для определения функции U_{sf} планарного оптоволокна (рис.2) необходимо знать функцию распределения источников $U_0(x_1)$ и постоянную распространения β . Для определённости рассмотрим низшую ТЕ моду (частота отсечки равна нулю) при условии её распространения далеко от режима отсечки. Кроме того, считаем, что апертура фотоприемника слабо влияет на распределение поля в оптоволокне (в случае сильного влияния распределение поля будет сильно нарушено и факт несанкционированного съёма информации будет обнаружен). Тогда с учётом результатов, изложенных в [4], получим

$$\beta = \sqrt{n_2^2 k_0^2 - \frac{\pi^2}{4d^2} \frac{n_2^2 - n_1^2}{(1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2})^2}}, \quad (14)$$

$$\sqrt{n_2^2 - n_1^2} k_0 d \gg 1,$$

где n_1, n_2 - показатели преломления сред: $n_i = \sqrt{\varepsilon_i}$, $i = 1, 2$.

На частотах вблизи режима отсечки вместо (14) следует пользоваться выражением [4]

$$\beta = \sqrt{n_1^2 k_0^2 - \frac{1}{2d^2} (1 + 2V^2 - \sqrt{1 + 4V^2})}, \quad (15)$$

$$V = k_0 d \sqrt{n_2^2 - n_1^2}, \quad d \sqrt{n_2^2 k_0^2 - \beta^2} \ll 1.$$

При этом для чётных направляемых мод

$$U_0(x_1) = E_y = A_e \cos[(n_2^2 k_0^2 - \beta^2) x_1]. \quad (16)$$

В случае нечётных мод

$$U_0(x_1) = A_o \sin[(n_2^2 k_0^2 - \beta^2)x_1]. \quad (17)$$

При рассмотрении в качестве источника возбуждения генератора тока [8,9] функция распределения источника равна:

- для чётных мод

$$I_0(x_1) = H_z(x_1) = -\frac{j(n_2^2 k_0^2 - \beta^2)}{\omega \mu_0} A_e \sin[(n_2^2 k_0^2 - \beta^2)x_1]; \quad (18)$$

- для нечётных мод

$$I_0(x_1) = H_z(x_1) = -\frac{j(n_2^2 k_0^2 - \beta^2)}{\omega \mu_0} A_o \cos[(n_2^2 k_0^2 - \beta^2)x_1]. \quad (19)$$

Величины A_e, A_o являются некоторыми постоянными, которые определяются из дополнительных условий, например, исходя из мощности переносимой модой. Формулы (14)-(18) являются приближёнными и не позволяют определить поле вблизи апертуры приёмника при возрастании воздействия фотоприёмника на процессы в самом оптоволокне. Данными формулами можно пользоваться лишь при достаточно слабой связи фотоприёмника и оптоволокна.

Для повышения точности расчетов воспользуемся обобщённой моделью оптического волновода рис.6: будем считать, что сердцевина волокна окружена двумя средами с произвольными поверхностными сопротивлениями Z_1, Z_2 . Волновое сопротивление волновода и абсолютная диэлектрическая проницаемость соответственно равны $Z_\sigma, \epsilon_\sigma$.

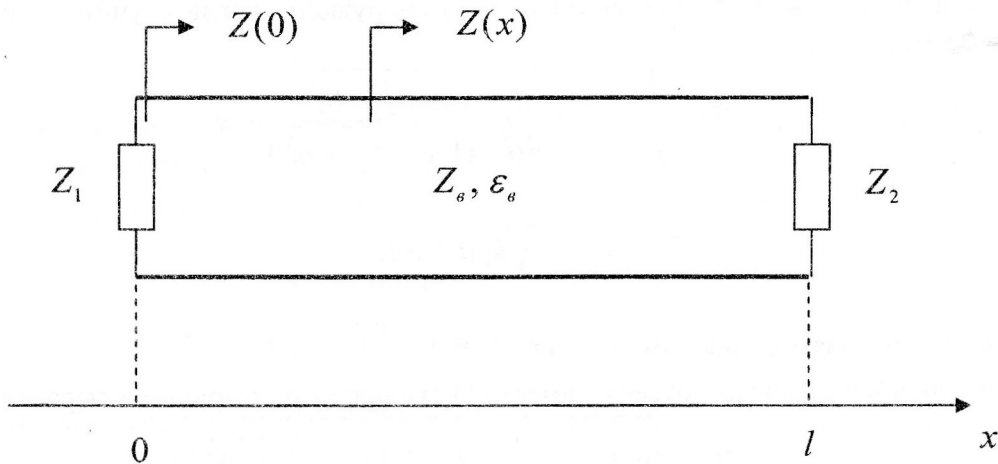


Рис.6. Обобщённая схема планарного оптоволокна в поперечном направлении

Схему рис.6 можно трактовать как резонатор, состоящий из линии, нагруженной на сопротивление Z_2 , ко входу которой подключена нагрузка Z_1 . Тогда в соответствии с теорией линий передач [10] процессы в линии описываются выражениями

$$\begin{aligned} U(x) &= U(l)ch\gamma(l-x) + I(l)Z_0sh\gamma(l-x), \\ I(x) &= I(l)ch\gamma(l-x) + \frac{U(l)}{Z_0}sh\gamma(l-x), \end{aligned} \quad (20)$$

где γ - постоянная распространения вдоль оси x .

Из сравнения уравнений длинных линий с уравнением (6) следует, что для волновода рис.6 постоянная распространения определяется условием

$$\gamma^2 = -k_x^2 = \beta^2 - k_0^2 = \beta^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0. \quad (21)$$

Величина β находится из равенства касательных составляющих поля на границе раздела двух сред (из дисперсионного уравнения [8])

$$Z_1 = -Z(0), \quad (22)$$

где импеданс $Z(0)$ представляет собой сопротивление линии в сечении $x=0$ (без учёта сопротивления Z_1), нагруженной на сопротивление Z_2 (рис.6). Отсюда находим, что

$$Z(0) = Z_0 \frac{Z_2 + jZ_0 \operatorname{tg}(l\sqrt{k_0^2 - \beta^2})}{Z_0 + jZ_2 \operatorname{tg}(l\sqrt{k_0^2 - \beta^2})}. \quad (23)$$

Для окончательного определения функций источников (19) выразим $U(l), I(l)$ через сопротивление Z_2 . Для этого воспользуемся уравнениями волноводов, записанных относительно текущего времени задержки τ_β [8]:

$$-U'(\tau_\beta) = j\omega Z_0 I(\tau_\beta), \quad -I'(\tau_\beta) = j\omega Z_0^{-1} U(\tau_\beta), \quad (24)$$

$$\tau_\beta = \frac{1}{\omega} \int_0^x \sqrt{k_0^2(x) - \beta^2} dx = \frac{x}{\omega} \sqrt{k_0^2 - \beta^2}. \quad (25)$$

Из уравнений (24) следует, что сопротивление волновода Z (рис.6) можно выразить только через U или I :

$$Z(\tau_\beta) = -j\omega Z_0 \frac{U(\tau_\beta)}{U'(\tau_\beta)} = -\frac{1}{j\omega} Z_0 \frac{I'(\tau_\beta)}{I(\tau_\beta)}. \quad (26)$$

Из (26) находим граничные условия, которым должна удовлетворять функция U , соответствующая нагрузке Z_2 :

$$Z_2 U'(l) + j\omega Z_0 U(l) = 0. \quad (27)$$

Соотношение для тока получается аналогично.

Производная в (26) означает дифференцирование по τ_β . Из (27) следует, что функция распределения источника U может быть определена с точностью до произвольной постоянной величины. В результате соотношения (20) примут следующий вид:

$$\begin{aligned} U(x) &= U(l)ch\gamma(l-x) + \frac{U(l)}{Z_2} Z_0 sh\gamma(l-x), \\ I(x) &= \frac{U(l)}{Z_2} ch\gamma(l-x) + \frac{U(l)}{Z_0} sh\gamma(l-x). \end{aligned} \quad (28)$$

Величина γ определяется в соответствии с (21). Таким образом, формулы (22), (23), (28) полностью определяют функции распределения источников планарных волноводов при произвольных импедансах граничащих сред. При этом формулы (22), (23) позволяют найти дисперсионную зависимость оптоволокна. Из полученных выражений видно, что наличие фотоприёмника влияет как на распределение функций источника, так и на характер дисперсионных зависимостей. Чтобы воспользоваться полученными результатами в формулах (28) следует x заменить на x_1 и под функциями распределения источников следует понимать (28). Применительно к рассматриваемому волноводу рис.2, имеем: $l = 2d$, $Z_0 = Z_{03}$, $Z_1 = Z_p$,

$$Z_2 = Z_{02} \frac{Z_f + jZ_{02}tg(l_0\sqrt{k_1^2 - \beta^2})}{Z_{02} + jZ_f tg(l_0\sqrt{k_1^2 - \beta^2})}. \quad (29)$$

В случае слабого влияния фотоприёмника на распределение поля в оптоволокне (данный случай наблюдается, когда расстояние l_0 достаточно велико) полученные соотношения можно упростить. Для определённости рассмотрим чётные ТЕ моды. В этом случае можно считать, что электрическое поле за пределами сердцевинны ($|x| > d$) волновода приближённо описывается выражением [4,5]

$$U(x, z) = E_y(x, z) = A_e \cos(\chi d) e^{-\gamma(|x|-d)} e^{-j\beta z}, \quad (30)$$

$$\chi^2 = n_2^2 k_0^2 - \beta^2, \quad \gamma^2 = \beta^2 - n_1^2 k_0^2, \quad A_e = \sqrt{\frac{2\omega\mu_0}{\beta d + \frac{\beta}{\gamma}}} P, \quad (31)$$

где P - мощность, переносимая направляемой модой вдоль оси z .

Для того чтобы фотоприёмник эффективно воспринимал оптическое излучение, его поверхностный импеданс R_f должен быть согласован с волновым сопротивлением свободного пространства, то есть $R_f = 120\pi \approx 377 \text{ Ом}$. Тогда мощность, потребляемая единицей площади апертуры фотоприёмника, будет равна

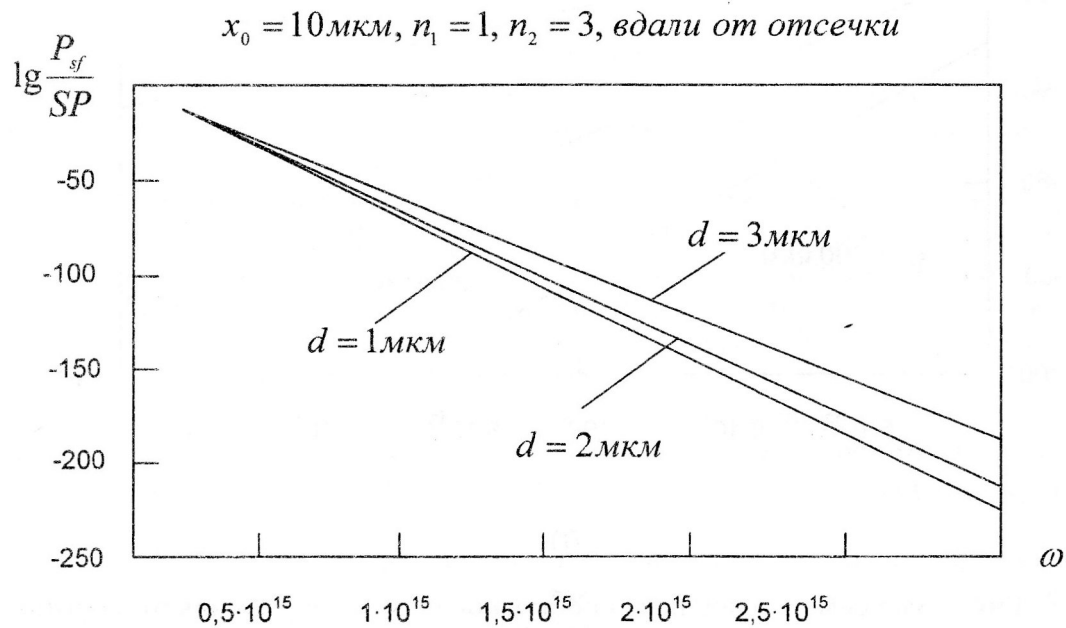
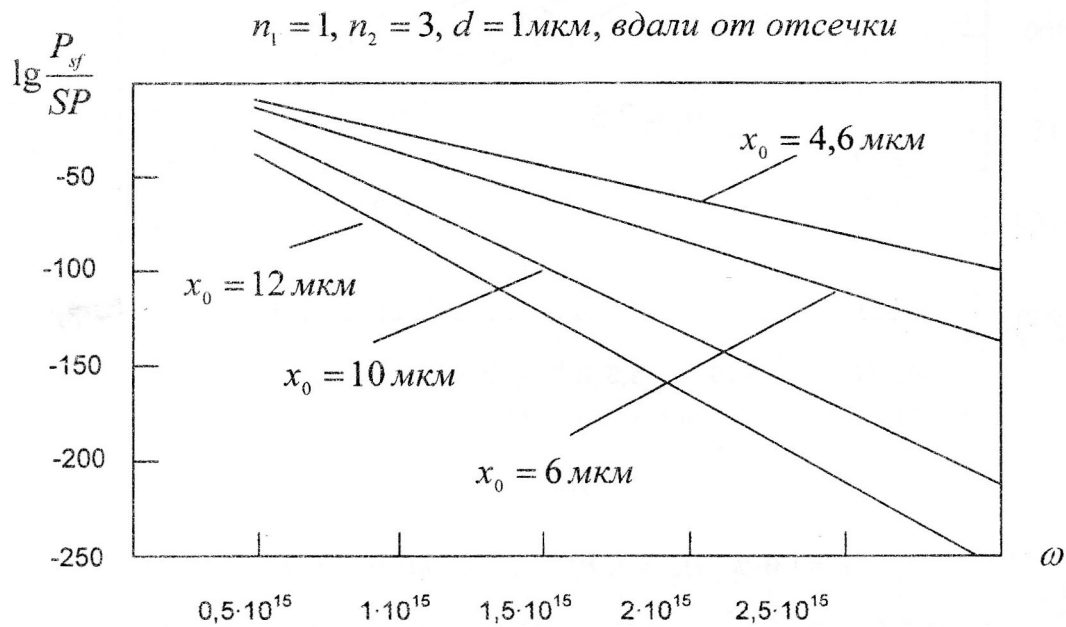
$$P_f = \frac{|E_y|^2}{2R_f} = \frac{|E_y|^2}{240\pi}. \quad (32)$$

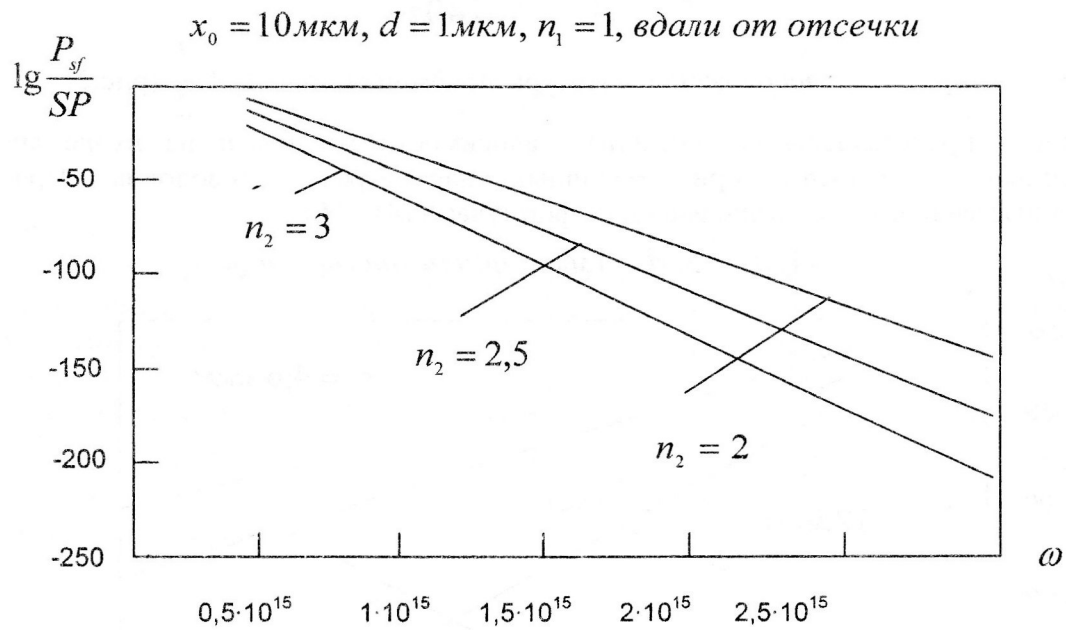
Следовательно, если апертура имеет площадь S , то суммарная мощность, поступающая в фотоприёмник, равна

$$P_{sf} = SP_f = \frac{SA_e^2 \cos^2(\chi d)}{240\pi} e^{2\gamma d} e^{-2\gamma x_0}, \quad (33)$$

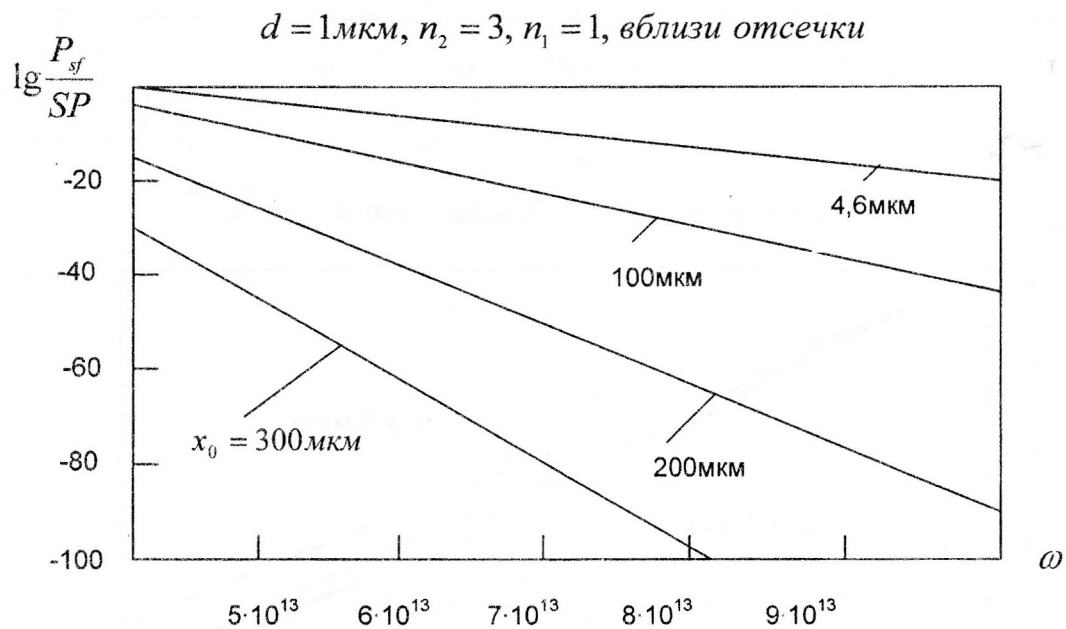
где x_0 - координата расположения апертуры приёмника, $x_0 = l_0 + \frac{l}{2}$ (рис.2).

На рис.7 представлены рассчитанные зависимости мощности на входе апертуры фотоприёмника от частоты при различных параметрах оптоволокна. При этом дисперсионные зависимости вычислялись по формулам (14), (15).





7в)



7г)

Рис.7. Зависимости мощности поступающей в фотоприёмник от частоты при различных параметрах оптоволокна

Зависимости, изображённые на рис.7, позволяют по заданной чувствительности

фотоприёмника и переносимой по волокну мощности определить место расположения приёмника для регистрации оптического излучения. Из полученных результатов следует, что с увеличением показателя преломления сердцевины волокна мощность на входе приёмника резко уменьшается. Поэтому с целью защиты информации, передаваемой по оптоволокну, целесообразно диэлектрическую проницаемость сердцевины брать по возможности больше.

Список литературы:

1. Хорошко В.А., Чекатков А.А. Методы и средства защиты информации.- К.:Юниор,2003.-502с.
2. Клебан В.А. Тенденции развития специальной техники разведывательного назначения //Защита информации. Сб. научн. тр.-К.:КМУГА,1998.- С.172-178.
3. Каток.В.Б., Манько А.А. Проблемы защиты информации в волоконно-оптических линиях связи //Материалы международной научно-технической конференции "Повышение эффективности систем защиты информации".- К.:КМУГА,1997.-С.135-138.
4. D. Marcuse. Theory of Dielectric Optical Waveguides. Academic Press,2005.-642p.
5. Jeff Hecht.. Understanding Fiber Optics. Prentice Hall, 2005.-800p.
6. Листвин А.В. Оптические волокна для линий связи - М.:Лесарарт,2003.-288с.
7. Гончаренко А.М., Карпенко В.А. Основы теории оптических волноводов.- М.:УРСС,2004.-204с.
8. Козловский В.В. Цепные модели планарных оптических волноводов // 3б. науч. тр.- Севастополь.- Сев. нац. ин-т яд. энерг. и пр.- 2005.- №16.- С.115-124.
9. Козловский В.В. Цепная модель несанкционированного съёма энергии с планарного оптоволокну //Захист інформації.-2005.-Спец. випуск.-С.61-66.
10. G. Miano, A. Maffucci. Transmission Lines and Lumped Circuits (Electromagnetism). Academic Press,2001.- 479 p.

УДК 681.3.06

С.М.Головань, А.М.Давиденко,
В.О.Хорошко, Л.М.Щербак

РОЗРОБКА ПЛАНУ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ ТЕХНІЧНОГО ЗАХИСТУ КОНФІДЕНЦІЙНОЇ ІНФОРМАЦІЇ В УСТАНОВІ

Вступ

Технічний захист конфіденційної інформації – це діяльність спрямована на забезпечення інженерно-технічними заходами порядку доступу, цілісності та доступності (унеможливлення блокування) інформації [1].

Методи захисту традиційних систем – журналів обліку конфіденційної інформації та картотек – створювались на протязі десятиліть (а іноді і століть) на основі практичного досвіду. Вони не досконалі, але для них відомий ризик і недоліки захисту. Поки немає подібного досвіду в області інформаційно-телекомунікаційних систем. Швидкі темпи інформатизації не дають часу на розробку і дослідження роботоздатності систем захисту інформації від несанкціонованого доступу.

Прийнято розрізняти два основних напрями технічного захисту конфіденційної інформації в інформаційній системі – захист інформаційної системи та інформації що обробляється від несанкціонованого доступу і захист інформації від витоку технічними каналами.

Під політикою безпеки конфіденційної інформації слід розуміти набір законів, правил, обмежень, рекомендацій тощо, які регламентують порядок обробки інформації і спрямований на захист конфіденційної інформації від певних загроз. Термін „політика безпеки” може бути застосовано щодо установи, інформаційної системи, послуги, що реалізується системою (набору функцій) тощо. Чим дрібніший об’єкт, відносно якого