УДК 621.315.592

Дифракция электромагнитной волны на планарной структуре

К.В. Бухенский[1], А.Б. Дюбуа[1], С.И. Кучерявый[2], С.Н. Машнина[1], А.С. Сафошкин[1], А.А. Стрельников[1]

[1]Рязанский государственный радиотехнический университет

[2]Обнинский институт атомной энергетики Национального исследовательского ядерного университета МИФИ

В работе рассмотрен процесс дифракции ТМ – поляризованной электромагнитной волны гауссова пучка на МДП (металл – диэлектрик – полупроводник) структуре с учетом нелинейности диэлектрической проницаемости полупроводниковой пленки. В рамках теории развит модовый метод расчета процесса взаимодействия излучения со структурой, позволяющий рассчитывать для фиксированного потока энергии возмущения потоки энергий возникающих в процессах дифракции. Процессы перераспределения энергии в результате дифракции электромагнитного излучения в диэлектрических средах представляют собой одну из важнейших задач интегральной оптики. По сравнению с процессами распространения электромагнитного излучения вдоль многослойных структур с параллельными (или коаксиальными) границами раздела, которые хорошо изучены и систематизированы к настоящему времени [1,2,8], дифракционные задачи изучены гораздо слабее. Основная проблема заключается в больших математических сложностях, связанных с решением уравнений Максвелла в средах, где границы раздела между средами суть не параллельные плоскости. Условия непрерывности в совокупности с уравнениями Максвелла для таких задач связаны с решением сложных интегро-дифференциальных уравнений [3], которые имеют аналитическое решение только для определенных геометрий [4]. В работе произведен расчет процесса отражения гауссова пучка с возбуждением поверхностных и объемных электромагнитных полей в структуре, где уже при относительно небольших напряженностях электромагнитного поля нелинейность в диэлектрической проницаемости будет сказываться на процесс отражения от нелинейной структуры. Последний представляет собой четыре области, характеризующиеся диэлектрическими проницаемостями ε_1 - вакуум, $\varepsilon_2(\omega)$ - металл, ε_3 - тонкая полупроводниковая нелинейная пленка, ε_4 - диэлектрик.

Уравнения Максвелла

$$i\omega\mathfrak{H} = c\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{E} \text{ и } i\omega\varepsilon_i(\omega)\mathfrak{E} = -c\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{H} \qquad (1)$$

в декартовой системе в совокупности с гармоническим характером распространения каждой моды вдоль оси X $\{\mathfrak{H}(x,z),\mathfrak{E}(x,z)\} = \{\mathbf{H}(z),\mathbf{E}(z)\}\exp(ik_x x)$ связывают компоненты мод ТМ — поляризованного излучения (E_x, E_z, H_y) следующим образом: $\mathfrak{E}_x(x,z) = \dfrac{ic}{\omega\varepsilon_i}\dfrac{\partial H_y}{\partial z}$; $\mathfrak{E}_z(x,z) = \dfrac{ic}{\omega\varepsilon_i}\dfrac{\partial H_y}{\partial x}$; $E_x(z) = \dfrac{ic}{\omega\varepsilon_i}\dfrac{dH_y}{dz}$; $E_z(z) = -\dfrac{c}{\omega\varepsilon_i}k_x H_y(z)$, что легко получить из (1), учитывая планарность задачи [8]. Огибающие моды H(z), а также волновое число k_x определяются из волнового уравнения и граничных условий. Волновое уравнение вытекает из (1) и дает зависимость поля $H_y(z)$ для каждого из квадрантов:

$$\frac{d^2H_y}{dz^2} + \left[\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_i - k_x^2\right]H_y = 0 \qquad (2)$$

с граничными условиями $H_y(z=-0) = H_y(z=+0)$, $E_x(z=-0) = E_x(z=+0)$, которые полностью определяют структуру каждой моды при x<0 и x>0. Как нетрудно убедиться, решение уравнения (2) при x<0 имеет вид: $H_{1y}(z) = \mathrm{B}_1\exp(i\beta z) + \mathrm{B}_2\exp(-i\beta z)$, $E_{1z}(z) = -\dfrac{ck_x^{(1)}}{\omega\varepsilon_1}\left[\mathrm{B}_1\exp(i\beta z) + \mathrm{B}_2\exp(-i\beta z)\right]$, где β — поперечное волновое число, для которого $\beta^2 + \left(k_x^{(1)}\right)^2 = k_0^2\varepsilon_1$, $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ – волновое число в вакууме, λ— длина волны падающего излучения.

Два волновых числа β и k_x определяются из одного уравнения. Это означает, что одно из них можно принять независимым. Пусть это будет β. Очевидно, что набор функций (4) будет полным, если мы переберем все возможные β. Видно, что в средах 1 и 3 будет по две гармоники (такое излучение будем называть вырожденным и для определенности обозначим их "+" и "-" гармониками) и соответственно две неопределенные константы для одного значения k_x. Поэтому определение связи между двумя свободными коэффициентами остается произвольным. Этот произвол устраняется наложением на собственные моды условий ортогональности и нормировки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_{1z}^{\beta^\pm} H_{1z}^{\beta^{m\prime}} dz = 0 \text{ и } \int_{-\infty}^{\infty} E_{1z}^{\beta^\pm} H_{1y}^{\beta^{\pm\prime}} dz = -\frac{c}{\omega} k_x^{(1)} \delta(\beta-\beta'). \quad (3)$$

Найдем коэффициенты B_1 и B_2. Подставив в условие нормировки значения электрического и магнитного полей, получим: $B_1 = B_2^* = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{2\pi}}(1 \pm i)$. Таким образом, в среде 1 магнитное поле будет $H_{1y}^{\beta^\pm}(z) = \frac{1}{2} B_{1\beta}\left[(1 \mp i)\exp(-i\beta z) + (1 \pm i)\exp(i\beta z)\right]$ где $B_{1\beta} = (\varepsilon_1/2\pi)^{1/2}$ — нормировочная постоянная.

Учитывая вышеизложенное, записываем падающее и отраженное излучение в виде

$$\mathcal{H}_{1y}^{i}(x,z) = \int_{0}^{\infty}\left[I_\beta^+ H_{1y}^{\beta^+} + I_\beta^- H_{1y}^{\beta^-}\right]\exp\left(ik_x^{(1)}x\right)d\beta \quad (4.1)$$

$$\mathcal{H}_{1y}^{r}(x,z) = \int_{0}^{\infty}\left[R_\beta^+ H_{1y}^{\beta^+} + R_\beta^- H_{1y}^{\beta^-}\right]\exp\left(-ik_x^{(1)}x\right)d\beta \quad (4.2)$$

где $I_\beta^\pm$ и $R_\beta^\pm$ — амплитуды падающей и отраженной волн. Падающее излучение можно определить из предпоследнего уравнения. Для этого представим магнитное поле как $\mathcal{H}(x,z) = G(z)\exp(-ik_x x)$, где $G(z) = C_0 \big/ \left(1 + z^2/W_0^2\right)$, а C_0 и W_0 – параметры пучка. С учетом вышесказанного умножим (4.1) сначала на $E_{1z}^{\beta^+}(z)$, затем на $E_{1z}^{\beta^-}(z)$ и по очереди проинтегрируем по z. Принимая во внимание условия ортогональности и нормировки (3), получаем: $\int_{-\infty}^{\infty} G(z) E_{1z}^{\beta^\pm} dz = -\frac{c}{\omega} k_x^{(1)} I_\beta^\pm$.

Полученные результаты должны удовлетворять закону сохранения энергии [5]: $P^i = P^R + P^T + P^{sp}$, где P^i - падающее излучение, P^R - отраженное объемное излучение, P^T - прошедшее излучение и P^{sp} - поток поверхностного поляритона. То есть должно выполняться равенство:

$$\int_{0}^{\infty}(2I_\beta I_\beta^* - R_\beta^+ R_\beta^{+*} - R_\beta^- R_\beta^{-*})k_x^{(1)} d\beta = TT^* k_s + \int_{0}^{\infty} T_\beta T_\beta^* k_x^{(2)} d\beta,$$

которое в совокупности с законом Френеля [6] является критерием истинности полученных результатов. Для удобства целесообразно нормировать полученные величины таким образом, чтобы падающий поток был равен единице, а вектор Пойнтинга был безразмерной величиной [7]. Для этого введем новые «нормированные» параметры гауссова пучка: $C_n = C_0/G$, $W_n = (2\pi/\lambda)W_0$, $k_x^{'} = k_x / k_0$., G — некоторая размерная функция. Тогда для падающего потока $P_x^i = \frac{c^2}{4\pi\omega}\int_0^\infty I_\beta I_\beta^* k_x^{(1)} d\beta = \frac{c}{8\pi}\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}} C_0^2 W_0 \frac{\pi}{2} = \left[\frac{cG^2\lambda}{16\pi^2}\right]\left(\frac{\pi C_n^2 W_n}{2\sqrt{\varepsilon_1}}\right)$. В квадратных скобках — размерная величина, в круглых – нет. Первый множитель будет одинаков у всех потоков, поэтому на него можно сократить. Тогда нормированный падающий поток будет равен $P_{x,norm}^i = \frac{\pi C_n^2 W_n}{2\sqrt{\varepsilon_1}} = 1$ при $C_n = \sqrt{\frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\pi W_n}}$.

Рассмотренные в статье процессы дифракции электромагнитного излучения в пассивной волноведущей среде относятся к той ситуации, когда нелинейные добавки к диэлектрической проницаемости малы настолько, что процессы дифракции практически не зависят от интенсивности полей и их расчет основывается на линейной модели.

Литература

1. *Маркузе Д.* Оптические волноводы: пер. с англ. / под ред. В.В. Шевченко - М.: Мир, 1974.
2. *Нефедов Е.И.* Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах.- М.: Наука, 1978.
3. *Петров Д.В.* // Квантовая электроника. 1(2), 329, 1974.
4. *Шевченко В.В.* Плавные переходы в открытых волноводах. -М.: Наука, 1978.
5. *Агранович В.М., Кравцов В.Е., Лескова Т.А.*. // ЖЭТФ, 81(11). – С. 1828. 1981.
6. *Voronko A.I., Klimova L.G., Shkerdin G.N.* // Solid State Comm., 6. P. 361, 1987.
7. *Поверхностные поляритоны* ./ под ред. В.М. Аграновича, Д. Миллса - М.: Наука, 1986.
8. *Дюбуа А.Б., Зилотова М.А., Кучерявый С.И., Сафошкин А.С.* – Кинетические процессы в умеренно легированном гетеропереходе. – Вестник РГРТУ. – 2013. – №3(45). – С. 88-92.