объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р17-81-702

Д.Михалаке, В.К.Федянин

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ

Направлено на XII международную конференцию
по квантовой электронике
/ФРГ, 21-25 июня 1982 г./

1981

В последние годы заметно возрос интерес к поверхностным поляритонам [1,2]. В частности, недавно были получены точные решения уравнений Максвелла для s-поляризованных [3] и p-поляризованных [4] нелинейных поверхностных волн для случая, когда одна из двух диэлектрических сред, граничащих друг с другом вдоль некоторой плоскости раздела, оптически неоднородна и свойства ее могут быть описаны тензором

$$\epsilon_{11}(\omega, |\vec{E}|^2) = \epsilon_{22}(\omega, |\vec{E}|^2) = \epsilon_{\perp}(\omega) + \alpha(\omega)(|E_1|^2 + |E_2|^2) ,$$

$$\epsilon_{33}(\omega, |\vec{E}|^2) = \epsilon_{\parallel}(\omega) . \qquad /1/$$

В работе [5] детально изучались дисперсионные соотношения этих s-поляризованных нелинейных поверхностных волн и было показано, что при $\alpha(\omega) < 0$ электрическое поле в нелинейной среде сингулярно. Позднее в [6] результаты [4] были обобщены на случай двух оптически нелинейных сред, диэлектрические свойства которых описываются формулами типа /1/.

В работе [7] получено точное решение уравнений Максвелла, описывающих поверхностные волны в системе контактирующих сред с геометрией [4], но диэлектрические свойства одной из них описывались тензором $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{\perp} + \alpha(|E_1|^2 + |E_2|^2) + \beta(|E_1|^4 + |E_2|^4)$, $\epsilon_{33} = \epsilon_{\parallel}$.

Здесь мы кратко изложим результаты нашего исследования поведения p-поляризованных нелинейных поверхностных поляритонов в слоистой структуре со следующей геометрией: область I ($z<0$) - диэлектрическая среда с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1(\omega)$; область II ($0 < z < d$) - тонкая диэлектрическая пленка /одноосный кристалл/, диэлектрические свойства которой описываются тензором /1/; область III ($z > d$) - изотропная среда с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_3(\omega)$. Будем полагать, что отличны от нуля следующие компоненты электрического и магнитного полей:

$$E_{1,3} = \mathcal{E}_{1,3}(z)\, e^{-i\omega t + ikx} , \qquad H_2 = \mathcal{H}_2(z)\, e^{-i\omega t + ikx} .$$

При $a = \dfrac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} k_2^2 > 0$, $\quad b = \dfrac{\alpha}{2}\, \dfrac{k_2^2}{\epsilon_{\parallel}} < 0$,

$$c = \mathcal{E}^2(0) \left[\frac{\epsilon_1}{\epsilon_{\parallel}} \left(\frac{k_2^2}{k_1^2} \right) - \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} k_2^2 - \frac{\alpha}{2}\, \frac{k_2^2}{\epsilon_{\parallel}}\, \mathcal{E}^2(0) \right] > 0 ,$$

$$k_1^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 , \qquad k_2^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{\parallel}$$

решение уравнений Максвелла выглядит так:

$$\mathcal{E}_1^{I}(z) = \mathcal{E}(0)\, e^{k_1 z}; \quad \mathcal{E}_1^{II}(z) = \delta\, \mathrm{cn}[\gamma(z-z_0)/m]; \quad \mathcal{E}_1^{III}(z) = A\, e^{-k_3 z}, \qquad /2/$$

где

$$m = \frac{a + (a^2 + 4|b|\,c)^{1/2}}{2(a^2 + 4|b|\,c)^{1/2}}$$

есть модуль эллиптической функции Якоби $\mathrm{cn}(u/m)$,

$$\delta = \left[\frac{a + (a^2 + 4|b|\,c)^{1/2}}{2|b|}\right]^{1/2}, \quad \gamma = (a^2 + 4|b|c)^{1/4}, \quad k_3^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_3 .$$

Заметим, что для $b>0 (a>0)$ и $c>0$ мы получаем сингулярное решение вида

$$\mathcal{E}_1^{II}(z) = \delta'\, \mathrm{cs}[\gamma'(z - z_0)/m'], \qquad /3/$$

где

$$\mathrm{cs}(u/m') = \mathrm{cn}(u/m')/\mathrm{sn}(u/m')$$

- эллиптическая функция Якоби и

$$m' = \frac{2(a^2 - 4bc)^{1/2}}{a + (a^2 - 4bc)^{1/2}}, \quad \delta' = \left[\frac{2c}{a - (a^2 - 4bc)^{1/2}}\right]^{1/2}, \quad \gamma' = \left[\frac{a + (a^2 - 4bc)^{1/2}}{2}\right]^{1/2}.$$

Детали расчета приведены в /8/, и мы здесь лишь прокомментируем результаты. Из граничных условий при $z=0$ и $z=d$ получаем уравнение для определения z_0, а также два дисперсионных соотношения для нелинейных поверхностных мод /8/. В координате z_0 электрическое поле имеет максимум или сингулярность. Конечная толщина пленки обусловливает связь решений на каждой из ее поверхностей.

Мы видим из /2/, что $[\mathcal{E}_1^{II}(z)]^2$ характеризуется наличием периодических максимумов, положение которых задается формулами $z_n = z_0 + n\ell_1 (n = 0,1,2,\ldots)$, где $\ell_1 = 2K(m)/\gamma$ - расстояние между двумя соседними максимумами, а $K(m)$ есть полный эллиптический интеграл первого рода. Наличие периодических максимумов или сингулярностей электрического поля в нелинейной среде обусловлено интерференцией между нелинейными поверхностными волнами, возникающими на границах раздела сред I–II и II–III соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mills D.L., Burstein E. Rep.Prog.Phys., 1974, vol.37, p.817.
2. Агранович В.М. УФН, 1975, т.115, с.199.
3. Tomlinson W.J. Optics Lett., 1980, vol.5, p.323.
4. Агранович В.М., Бабиченко В.С., Черняк В.Я. Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, с.532.
5. Maradudin A.A. Z.Phys., 1981, vol.B41, p.341.
6. Ломтев А.И. Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, с.64.
7. Fedyanin V.K., Mihalache D. JINR, E17-81-121, Dubna, 1981.
8. Михалаке Д., Федянин В.К. ОИЯИ, Р17-81-498, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 ноября 1981 года.