

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1064 83

28/2-83
P17-82-825

Д. Михалаке, Р. Г. Назмитдинов*, В. К. Федянин

БИСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ
P- ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ
ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ

Направлено в журнал "Physics Letters A"

* НИИФФ Ташкентского государственного университета.

1982

В настоящее время значительный интерес вызывают теоретические и экспериментальные исследования поверхностных поляритонов /1-3/. Значительное внимание было уделено в последнее время теоретическому исследованию нелинейных поверхностных поляритонов. В двух работах - Томлинсона /4/ и Аграновича и др. /5/ - было получено точное решение уравнений Максвелла, которые описывают распространение S- и P-поляризованных нелинейных поверхностных поляритонов соответственно в случае, когда один из двух диэлектриков, находящихся в контакте по всей поверхности, является оптически одноосным и характеризуется диагональным диэлектрическим тензором:

$$\epsilon_{11}(\omega, |\vec{E}|^2) = \epsilon_{22}(\omega, |\vec{E}|^2) = \epsilon_{\perp}(\omega) + a(\omega)(|E_1|^2 + |E_2|^2), \quad /1/$$

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

Марадудин /6/ детально изучил дисперсионные соотношения в случае S-поляризованных нелинейных поверхностных волн и нашел, что в случае $a(\omega) < 0$ электрическое поле в нелинейной среде сингулярно. Позднее результаты Аграновича и др. /5/ были обобщены на случай двух трехслойных структур: 1/ диэлектрическая среда /например, вакуум/ - оптическая линейная среда /толщиной d/ - оптический одноосный нелинейный кристалл, описываемый диагональным диэлектрическим тензором /1/; 2/ диэлектрическая среда /например, вакуум/ - оптический одноосный нелинейный кристалл /толщиной d/, описываемый диэлектрическим тензором /1/ - оптическая линейная среда /7/. Недавно Ахмедиев /8/ нашел бистабильные состояния S-поляризованных нелинейных поверхностных поляритонов в симметричной слоистой структуре, состоящей из слоя толщиной d с линейной диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , граничащей с двух сторон с нелинейной средой, характеризуемой диагональным диэлектрическим тензором /1/. В /8/ было показано, что в случае симметричной моды при $a > 0$ /самофокусирующая среда/ для некоторых значений безразмерного параметра $a = \frac{d}{\lambda} > a_c$ / λ - длина волны/ зависимость потока энергии P от константы распространения $n = \frac{c}{\omega} k$ является N-образной, что приводит к появлению бистабильных состояний поверхностных волн. То есть фиксированному значению потока энергии P соответствуют два устойчивых значения константы распространения n.

В этой работе мы исследуем распространение P-поляризованных нелинейных поверхностных поляритонов в симметричной слоистой

структуре, такой же как в работе /8/. Мы получим симметричную (S) и антисимметричную (AS) моды в симметричной слоистой структуре, состоящей из нелинейной среды, характеризуемой диэлектрическим тензором /1/ в области I ($-\infty < z < -\frac{d}{2}$) и в области II ($-\frac{d}{2} < z < \frac{d}{2}$), диэлектрической пленки толщиной d, характеризуемой диэлектрической константой ϵ_1 , в области III ($\frac{d}{2} < z < \infty$). Мы рассматриваем P-поляризованные волны, распространяющиеся в x-направлении /TM-волны/. Удобно записать исчезающие компоненты \vec{E} и \vec{H} в следующей форме:

$$E_{1,3} = \mathcal{E}_{1,3}(z) e^{-i\omega t + ikx}, \quad /2/$$

$$H_2 = \mathcal{H}_2(z) e^{-i\omega t + ikx}.$$

Уравнения Максвелла имеют вид

$$\frac{d\mathcal{E}_1}{dz} - ik\mathcal{E}_3 = i\frac{\omega}{c}\mathcal{H}_2, \quad \frac{d\mathcal{H}_2}{dz} = i\frac{\omega}{c}\mathcal{E}_1, \quad k\mathcal{H}_2 = -\frac{\omega}{c}\mathcal{E}_3. \quad /3/$$

Из /3/ следует

$$\frac{d^2\mathcal{E}_1^I}{dz^2} - \frac{q^2}{\epsilon_{\parallel}} [\epsilon_{\perp} + a(\mathcal{E}_1^I)^2] \mathcal{E}_1^I = 0, \quad q^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{\parallel},$$

$$\frac{d^2\mathcal{E}_1^{II}}{dz^2} - k_1^2 \mathcal{E}_1^{II} = 0, \quad k_1^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1, \quad /4/$$

$$\frac{d^2\mathcal{E}_1^{III}}{dz^2} - \frac{q^2}{\epsilon_{\parallel}} [\epsilon_{\perp} + a(\mathcal{E}_1^{III})^2] \mathcal{E}_1^{III} = 0.$$

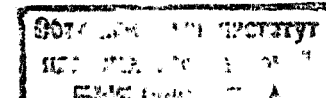
Будем искать решения, которые локализованы вблизи поверхностей пленки и убывают на бесконечности ($|z| \rightarrow \infty$). Решения /4/ в случае симметричной моды S и $a < 0$ /самодефокусирующая среда/ имеют вид

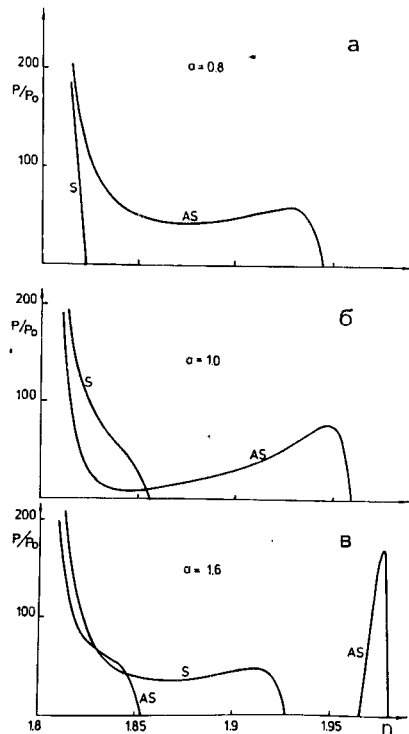
$$\mathcal{E}_1^I(z) = \left(\frac{2\epsilon_{\perp}}{|a|}\right)^{1/2} \left\{ \cosh\left[q\left(\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}}\right)^{1/2} (z + z_0)\right] \right\}^{-1}, \quad z < -\frac{d}{2}, \quad /5/$$

$$\mathcal{E}_1^{II}(z) = \begin{cases} A_1 \cosh(k_1 z), & n > n_1, \\ A_2 \cos(k_2 z), & n < n_1, \end{cases} \quad -\frac{d}{2} < z < \frac{d}{2}, \quad /6/$$

$$\mathcal{E}_1^{III}(z) = \left(\frac{2\epsilon_{\perp}}{|a|}\right)^{1/2} \left\{ \cosh\left[q\left(\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}}\right)^{1/2} (z - z_0)\right] \right\}^{-1}, \quad z > \frac{d}{2}, \quad /7/$$

где $k_2 = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - k^2\right)^{1/2}$, $n_1^2 = \epsilon_1$, $n_{\parallel}^2 = \epsilon_{\parallel}$, $n_{\perp}^2 = \epsilon_{\perp}$.





Зависимость безразмерного потока энергии P/P_0 от константы распространения β для структуры с параметрами $n_{\perp}=1,4$, $n_{\parallel}=1,8$, $n_1=2,0$ и $a \pm d/\lambda=0,8/a/$, $a=1,0/b/$, $a=1,6/v/$. Обозначения на кривых: S – график для симметричной моды; AS – график для антисимметричной моды.

Из рисунка видно, что мы имеем бистабильные состояния как для симметричной, так и для антисимметричной мод нелинейных поверхностных волн в симметричной слоистой структуре. Так, в случае, когда безразмерный параметр $a = d/\lambda=0,8$ и $1,0$, антисимметричная мода может иметь бистабильный характер, то есть некоторому значению потока энергии соответствуют три константы распространения, две из которых, по-видимому, являются устойчивыми /см. рис. 1а, б/. При увеличении безразмерного параметра a /при уменьшении длины волны при заданной толщине пленки/

симметричная мода также становится бистабильной /см. рис. 1в/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Surface Polaritons (ed by V.M.Agranovich and D.L.Mills). North-Holland, Amsterdam, 1982.
2. Mills D.L., Subbaswamy K.R. In: Progress in Optics (ed. by E.Wolf). North-Holland, Amsterdam, 1981, v. 19, p. 45.
3. Ushioda S. In: Progress in Optics (ed. by E.Wolf). North-Holland, Amsterdam, 1981, v. 19, p. 139.
4. Tomlinson W.J. Optics Lett., 1980, -5, p. 323.
5. Агранович В.М., Бабиченко В.С., Черняк В.Я. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с. 532.
6. Maradudin A.A. Z.Phys., 1981, B41, p. 341.
7. Fedyanin V.K., Mihalache D. Z.Phys., 1982, B47, p. 167.
8. Ахмедиев Н.Н. Письма ЖТФ, 1982, 8, с. 571.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 декабря 1982 года.

Михалаче Д., Назмитдинов Р.Г., Федянин В.К. P17-82-825
Бистабильные состояния Р-поляризованных нелинейных
поверхностных поляритонов

В случае, когда поток энергии в волне является внешним параметром, найдены бистабильные состояния Р-поляризованных нелинейных поверхностных волн.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Mihalache D., Nazmitdinov R.G., Fedyanin V.K. P17-82-825
Bistable States of P-Polarized Nonlinear Surface Polaritons

We have found bistable states of P-polarized nonlinear surface waves provided that the power flow in the wave is the external parameter.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Inst

Перевод О.С.Виноградовой.