

© 1992

НОВЫЙ НЕРЕЗОНАНСНЫЙ ТИП НЕЛИНЕЙНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ

Н. Н. Белецкий

Предсказан новый тип поверхностных поляритонов в нелинейных одноосных средах — нерезонансные нелинейные поверхностные поляритоны. Показано, что они в отличие от ранее изученных резонансных нелинейных поверхностных поляритонов существуют только при конечных значениях волнового вектора. Выяснено, что нерезонансные нелинейные поверхностные поляритоны могут обладать как монотонным, так и немонотонным характером спадания поля в нелинейной среде. Сформулированы точные критерии существования различных типов нелинейных поверхностных поляритонов в кристаллах с компонентами диагонального диэлектрического тензора диэлектрической проницаемости вида $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = \epsilon_x(\omega) + \alpha_x(\omega) |E_{\parallel}|^2 + \alpha_y(\omega) |E_y|^2$, $\epsilon_{yy} = \epsilon_y(\omega)$ (ось y направлена перпендикулярно плоскости раздела сред xz , E_{\parallel} и E_y — продольная и поперечная составляющие напряженности электрического поля E , ω — частота волны). Приведено численное решение дисперсионного уравнения для резонансных и нерезонансных НПП, характеризующихся немонотонным характером спадания поля в нелинейной среде.

При исследовании свойств нелинейных поверхностных поляритонов (НПП) широко используется модель одноосной нелинейной среды, позволяющая получить точные решения уравнений Максвелла, описывающие распространение p -поляризованных поверхностных электромагнитных волн (ТМ мод) вдоль границы раздела линейной и нелинейной сред [1–8].

В работе [1] впервые было показано, что если ось анизотропии одноосной нелинейной среды (ось y) перпендикулярна плоскости раздела сред (плоскость xz), а компоненты диагонального диэлектрического тензора имеют вид $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = \epsilon_x(\omega) + \alpha_x(\omega) |E_{\parallel}|^2$, $\epsilon_{yy} = \epsilon_y(\omega)$ (E_{\parallel} — продольная относительно границы раздела сред составляющая напряженности электрического поля НПП, ω — частота волны), то в зависимости от знака α_x существуют НПП с различным законом спадания поля в нелинейной среде. Любопытно, что при $\alpha_x < 0$ (ϵ_x и ϵ_y считались положительными) в отличие от случая $\alpha_x > 0$ возможны решения с немонотонным характером спадания поля (максимумом поля в нелинейной среде). В работе [4] теория НПП была обобщена на случай, когда ϵ_{xx} и ϵ_{zz} зависят не только от E_{\parallel} , но и от поперечной компоненты поля E_y : $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = \epsilon_x(\omega) + \alpha_x(\omega) |E_{\parallel}|^2 + \alpha_y(\omega) |E_y|^2$, $\epsilon_{yy} = \epsilon_y(\omega)$. В этой модели в том же предположении $\epsilon_x > 0$, $\epsilon_y > 0$ также были предсказаны НПП с монотонным и немонотонным характером спадания поля в нелинейной среде. Вместе с тем в работе [4] не приведены точные критерии существования такого рода решений и не проанализированы соответствующие дисперсионные уравнения.

Изученные в работах [1, 4] НПП мы по аналогии с линейным случаем [9] будем называть резонансными НПП в силу того, что они существуют при $k \rightarrow \infty$ (k — волновое число НПП), превращаясь в этом пределе в электростатические колебания поверхностных зарядов на границе раздела сред.

Настоящая работа посвящена дальнейшему развитию теории НПП в одноосных нелинейных средах. В ней предсказан новый нерезонансный тип НПП, существующий при конечных значениях k в случае $\epsilon_x < 0$, $\epsilon_y > 0$. Показано, что характер спадания поля нерезонансных НПП в нелинейной среде также может носить как монотонный, так и немонотонный характер. Сформулированы точные критерии существования различных типов НПП; приведено численное решение дисперсионного уравнения для резонансных и нерезонансных типов НПП, характеризующихся немонотонным характером спадания поля в нелинейной среде.

Пусть ось x ориентирована вдоль волнового вектора k p -поляризованных НПП с отличными от нуля компонентами электромагнитного поля $\{E_x, E_y, H_z\} = \{\mathcal{E}_x(y), \mathcal{E}_y(y), \mathcal{H}_z(y)\} \exp i(kx - \omega t)$ и пусть нелинейная среда с диагональным диэлектрическим тензором вида

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = \epsilon_x(\omega) + \alpha_x(\omega) |E_x|^2 + \alpha_y(\omega) |E_y|^2, \quad \epsilon_{yy} = \epsilon_y(\omega) \quad (1)$$

занимает полупространство $y > 0$, а линейная среда с проницаемостью $\epsilon_1(\omega)$ — полупространство $y < 0$. Амплитуда $\mathcal{E}_x(y)$ без ограничения общности считается вещественной.

Уравнения Максвелла для нелинейной среды имеют вид

$$\frac{d\mathcal{E}_x}{dy} = ik\mathcal{E}_y - i\frac{\omega}{c}\mathcal{H}_z, \quad \frac{d\mathcal{H}_z}{dy} = -i\frac{\omega}{c}\epsilon_{xx}\mathcal{E}_x, \quad \mathcal{H}_z = \frac{\omega}{ck}\epsilon_{yy}\mathcal{E}_y. \quad (2)$$

В работе [4] показано, что из системы уравнений (2) можно получить нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка для \mathcal{E}_x , первый интеграл которого с учетом обращения в нуль \mathcal{E}_x и $d\mathcal{E}_x/dy$ при $y \rightarrow +\infty$ имеет вид

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\mathcal{E}_x}{dy} \right)^2 + V(\mathcal{E}_x) = 0. \quad (3)$$

Выражение $V(\mathcal{E}_x)$ запишем следующим образом:

$$V(\mathcal{E}_x) = \frac{\epsilon_x \mathcal{E}_x^2}{2\alpha_x s^2} (1 + s) F[p(\mathcal{E}_x)], \quad (4)$$

где $F[p(\mathcal{E}_x)] = \exp(p(\mathcal{E}_x)) - 1 - \frac{p(\mathcal{E}_x)}{1 + s}$,

$$p(\mathcal{E}_x) = \frac{\alpha_x}{\epsilon_x} s \mathcal{E}_x^2,$$

$$s = \frac{\alpha_y k^2 \epsilon_x^2}{\alpha_x \kappa^2 \epsilon_y^2},$$

$$\kappa^2 = \frac{\epsilon_x}{\epsilon_y} \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_y \right).$$

Уравнение (3) можно трактовать как закон сохранения энергии для частицы единичной массы при условии, что \mathcal{E}_x играет роль координаты частицы, а y — времени. Так как частица обладает нулевой полной энергией, то уравнение (3) имеет решение, если потенциальная энергия частицы $V(\mathcal{E}_x) \leq 0$.

Для определения возможных типов решения уравнения (3) необходимо исследовать свойства $y(\mathcal{E}_x)$. Так как $V(\mathcal{E}_x)$ отличается от $F(p)$ множителем, не зависящим от \mathcal{E}_x , то мы сначала изучим поведение $F(p)$ в зависимости от параметра s . Непосредственной подстановкой можно убедиться, что $p=0$ является корнем уравнения $F(p)=0$. Так как

$$F'_p = e^p - \frac{1}{1+s}, \quad F''_{pp} = e^p > 0,$$

то $F(p)$ является выпуклой вниз функцией, имеющей качественно различный вид в зависимости от знака $1+s$.

Если $s \neq 0$ и $1+s > 0$, то $F(p)$ имеет форму «потенциальной ямы» с минимумом в точке $p_c = -\ln(1+s)$, причем

$$F(p_c) = \frac{1 + \ln(1+s)}{1+s} - 1 < 0.$$

Ясно, что в этом случае функция $F(p)$ имеет второй корень p_m и является отрицательной в интервале $(0, p_m)$. Знак p_m совпадает со знаком p_c . Так как знак p_c противоположен знаку s ($p_c < 0$ при $s > 0$ и $p_c > 0$ при $0 > s > -1$), то для всех значений p , лежащих в интервале $(0, p_m)$, выполняется условие $\alpha_x \varepsilon_x < 0$.

Если $1+s < 0$, то $F(p)$ является монотонно возрастающей функцией, причем знак $F(p)$ совпадает со знаком p . Значение $s=0$ соответствует модели одноосной нелинейной среды, в которой $\alpha_y = 0$. Графически зависимость $F(p)$ для различных значений s изображена на рис. 1.

Значение $\mathcal{E}_x(0)$ на границе $y=0$ играет роль начального отклонения частицы от положения равновесия $\mathcal{E}_x(+\infty) = 0$. Этой величине соответствует начальное значение параметра $p_0 = p[\mathcal{E}_x(0)]$. Пусть $s \neq 0$ и $1+s > 0$. Тогда частица с $p_0 \in (0, p_m)$ в зависимости от знака начальной скорости $d\mathcal{E}_x(0)/dy$ может двигаться или к положению равновесия $p=0$, или от положения равновесия к точке поворота $p=p_m$. В точке p_m частица изменяет направление движения на противоположное, а величина $\mathcal{E}_x(y)$ принимает максимальное значение $\mathcal{E}_{x,m}$. Двум возможным типам движения частицы соответствуют решения уравнения

(3) с монотонным и немонотонным характером спадания поля в нелинейной среде. Эти решения, так же как и в работе [1], существуют при выполнении условия $\alpha_x \varepsilon_x < 0$, так как в интервале $(0, p_m)$ знак p_0 противоположен знаку s . Из условия $V(\mathcal{E}_x) < 0$ следует, что $\alpha_x \varepsilon_x \chi^2 < 0$, т. е. $\chi^2 > 0$. Ясно, что если $p_0 p_m > 0$ и $|p_0| > |p_m|$, то уравнение (3) не имеет нулевых решений на $+\infty$ в силу того, что частица не может пересечь точку p_m и попасть в положение равновесия $p=0$. Это означает, что рассмотренные выше решения уравнения (3) существуют при $\mathcal{E}_x(0) < \mathcal{E}_{x,m}$. Если $p_0 p_m < 0$, то уравнение (3) имеет

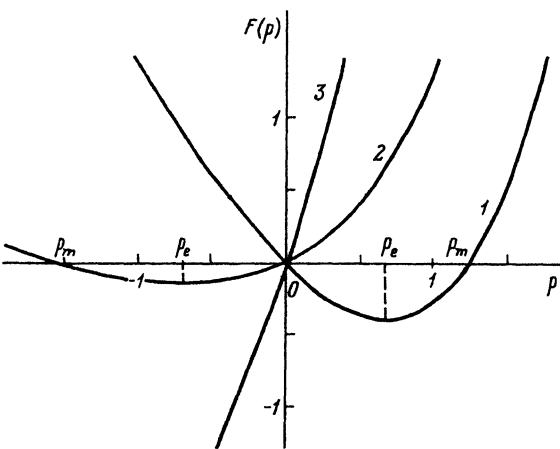


Рис. 1. График функции $F(p) = e^p - 1 - p/(1+s)$ для $s = -0.5$ (1), 1 (2), -1.5 (3).

лишь решения с монотонным характером спадания поля в нелинейной среде. Так как в этом случае $F(p) > 0$, то неравенство $V(\mathcal{E}_x) < 0$ выполняется при $\kappa^2 > 0$.

В случае $1 + s < 0$ вид зависимости $F(p)$ приводит нас к выводу о том, что уравнение (3) допускает лишь решения с монотонным характером спадания поля в нелинейной среде. Эти решения, так же как и в предыдущих случаях, существуют при $\kappa^2 > 0$, однако знак произведения $\alpha_x \varepsilon_x$ может быть любым.

Таким образом, мы приходим к важному выводу о том, что необходимым условием существования НПП, так же как и в линейном случае, является выполнение неравенства $\kappa^2 > 0$. В теории линейных поверхностных поляритонов неравенство $\kappa^2 > 0$ при $\varepsilon_y > 0$ выполняется как для $\varepsilon_x > 0$ (резонансные поверхностные поляритоны), так и для $\varepsilon_x < 0$ (нерезонансные поверхностные поляритоны) [10-13]. Поэтому и в нелинейных одноосных средах при $\varepsilon_y > 0$, $\varepsilon_x < 0$ следует ожидать распространения нерезонансных НПП. При этом в случае $1 + s > 0$, $\alpha_x > 0$, $\mathcal{E}_x(0) < \mathcal{E}_{xm}$ спадание поля нерезонансных НПП может носить как монотонный, так и немонотонный характер. Подчеркнем, что нерезонансные НПП на границе одноосных нелинейных сред могут существовать и для модели, предложенной в работе [6].

Из системы уравнений (2) находим, что в нелинейной среде

$$\mathcal{K}_z(y) = -i \frac{\omega \varepsilon_x}{c \kappa^2} \frac{d\mathcal{E}_x(y)}{dy}. \quad (5)$$

В линейной среде с учетом непрерывности $\mathcal{E}_y(y)$ на границе раздела сред $y=0$ имеем

$$\mathcal{K}_z(y) = -i \frac{\omega \varepsilon_1}{c \kappa_1} \mathcal{E}_x(0) e^{\kappa_1 y}, \quad (6)$$

где

$$\kappa_1 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Дисперсионное уравнение, описывающее распространение НПП, можно получить, воспользовавшись условием непрерывности $\mathcal{K}_z(y)$ на границе $y=0$

$$\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} \mathcal{E}_x(0) = \frac{\varepsilon_x}{\kappa^2} \frac{d\mathcal{E}_x(0)}{dy}. \quad (8)$$

Для НПП с монотонным характером спадания поля в нелинейной среде ($d\mathcal{E}_x(0)/dy = -\sqrt{-2V[\mathcal{E}_x(0)]}$) уравнение (8) имеет решение в $\varepsilon_1 \varepsilon_x > 0$, а для НПП с немонотонным характером спадания поля ($d\mathcal{E}_x(0)/dy = \sqrt{-2V[\mathcal{E}_x(0)]}$) — в случае $\varepsilon_1 \varepsilon_x > 0$.

В дальнейшем мы ограничимся случаем нелинейных сред с $\varepsilon_y > 0$ и рассмотрим лишь НПП с немонотонным характером спадания поля в нелинейной среде, т. е. будем считать, что $1 + s > 0$, $\alpha_x \varepsilon_x < 0$, $\mathcal{E}_x(0) < \mathcal{E}_{xm}$, $\varepsilon_x \varepsilon_1 > 0$. Введем безразмерные величины

$$u = \frac{\mathcal{E}_x(0)}{\mathcal{E}_{xm}^0}, \quad n = \frac{ck}{\omega \sqrt{\varepsilon_y}}, \quad \gamma_x = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_x}, \quad \gamma_y = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_y}, \quad \beta = \frac{\alpha_y}{\alpha_x},$$

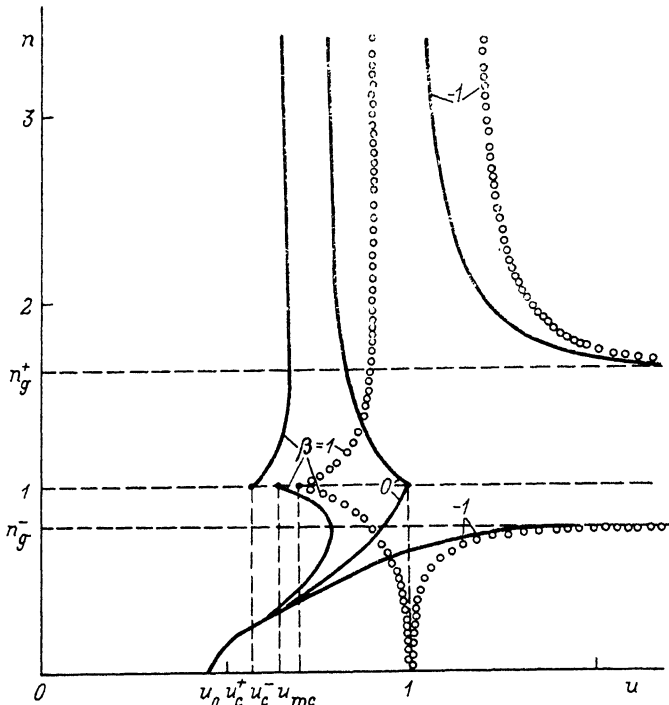


Рис. 2. Численное решение дисперсионного уравнения (9) в плоскости переменных (n, u) для $\beta = -1, 0, 1$ при $\gamma_x = 0.8, \gamma_y = \mp 0.5$.

Сплошные линии соответствуют резонансным ($n > 1$) и нерезонансным ($n < 1$) НПП. Пунктирные линии — границы областей существования НПП, определяемые из условия $F(p_m) = 0$.

где $\mathcal{E}_{xm}^0 = \left(-\frac{2\mathcal{E}_x}{\alpha_x}\right)^{1/2}$ — максимальная амплитуда НПП в модели работы [1], т. е. при $\alpha_y = 0$ (в дальнейшем этой модели отвечает случай $\beta = 0$). С учетом введенных обозначений дисперсионное уравнение (8) после избавления от радикалов запишется в виде

$$\gamma_x \gamma_y (n^2 - 1) + \frac{1 + s}{2S^2 u^2} (n^2 - \gamma_y) F(p_0) = 0, \quad (9)$$

где

$$p_0 = -2su^2, \quad s = \beta \frac{\gamma_y}{\gamma_x} \frac{n^2}{n^2 - 1}, \quad \gamma_y (n^2 - 1) > 0, \quad n^2 - \gamma_y > 0; \quad F(p_0) < 0.$$

Численное решение уравнения (9) представлено на рис. 2 в виде графических зависимостей $n(u)$ для $\beta = -1, 0, 1$ при $\gamma_x = 0.8$ и $\gamma_y = \mp 0.5$. Резонансным НПП ($\mathcal{E}_x > 0$) отвечают сплошные линии, лежащие в области $n > 1$. Эти линии в силу условия $\mathcal{E}_x(0) < \mathcal{E}_{xm}$ лежат слева от соответствующих пунктирных линий $n(u_m)$, где $u_m = \mathcal{E}_{xm}/\mathcal{E}_{xm}^0$. Пунктирные линии являются границами областей существования НПП с немонотонным характером спадания поля в нелинейной среде и определяются из условия $F[p_m(n)] = 0$. Все резонансные НПП имеют вертикаль-

ные асимптоты, по мере приближения к которым n стремится к бесконечности. На рис. 2 они не изображены, чтобы не слишком его загромождать.

В случае $\beta = 0$ резонансные НПП существуют при $u \in (u_\infty, 1)$, а нерезонансные НПП — при $u \in (u_0, 1)$, где $u_\infty = \sqrt{1 - \gamma_x \gamma_y}$, а $u_0 = \sqrt{1 - \gamma_x}$. Если $\beta > 0$, то зависимости $n(u)$ являются немонотонными как для резонансных, так и для нерезонансных НПП. Они содержат точки с вертикальной касательной ($dn/du = \infty$), и эти точки определяют верхнюю границу области существования НПП по u . Таким образом, для каждого типа НПП существуют участки многозначности, на которых одному значению u соответствуют два значения n . Ход $n(u)$ наиболее сильно отличается от случая $\beta = 0$ вблизи граничной линии $n = 1$, где наблюдается инверсный характер монотонности. При $n \rightarrow 1$ кривая, соответствующая резонансным НПП, оканчивается в точке u_c^+ , а кривая, соответствующая нерезонансным НПП, — в точке u_c^- , где

$$u_c^\mp = \left(\frac{1 - \gamma_y}{2(1 - \gamma_y + \beta \gamma_y^2)} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Верхний индекс « \rightarrow » в формуле (10) соответствует случаю $\gamma_y < 0$, а верхний индекс « \leftarrow » случаю $\gamma_y > 0$.

Пунктирные кривые $n(u_m)$ также оканчиваются на граничной линии $n = 1$ в точке $u_{mc} = 1/\sqrt{2}$.

В случае $\beta < 0$ резонансные НПП существуют при $n > n_g^+$, а нерезонансные НПП — при $n < n_g^-$, где величины n_g^\mp определяются из условия $1 + s = 0$ и равны (индекс « \rightarrow » используется при $\gamma_y < 0$, а индекс « \leftarrow » при $\gamma_y > 0$)

$$n_g^\mp = \left(1 + \beta \frac{\gamma_y}{\gamma_x} \right)^{-1/2}. \quad (11)$$

Из вида кривых $n(u)$ следует, что при $\beta < 0$ область существования резонансных и нерезонансных НПП по величине u не ограничена сверху.

В заключение отметим, что резонансные и нерезонансные НПП требуют для своего существования различных условий и наблюдать их можно в неперекрывающихся частотных диапазонах. Кроме того, по виду кривых $n(u)$ можно получать информацию о величине и знаке параметра β , т. е. можно судить о справедливости используемой модели и свойствах нелинейной среды.

Список литературы

- [1] Агранович В. М., Бабиченко В. С., Черняк В. Я. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. № 8. С. 532—535.
- [2] Yu H. Y. // Phys. Rev. 1983. V. A28. N 3. P. 1855—1856.
- [3] Leung K. M. // Phys. Rev. 1985. V. A31. N 2. P. 1189—1192.
- [4] Хаджи П. И. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2721—2724.
- [5] Хаджи П. И., Киселева Е. С. // Опт. и спектр. 1988. Т. 64. № 4. С. 853—858.
- [6] Хаджи П. И., Киселева Е. С. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 13. С. 793—797.
- [7] Хаджи П. И., Киселева Е. С. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 6. С. 1063—1070.
- [8] Хаджи П. И., Киселева Е. С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 15. С. 1355—1359.
- [9] Попов В. В., Ревзин Р. М. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 17. № 1. С. 201—207.
- [10] Брыксин В. В., Мирлин Д. Н., Решина И. И. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. № 8. С. 445—448.

- [11] Брыксин В. В., Мирлин Д. Н., Решина И. И. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 4. С. 1118—1126.
[12] Hartstein A., Surstein E., Brion J. J., Wallis R. F. // Solid State Commun. 1973. V. 12. N 10.
P. 1083—1086.
[13] Hartstein A., Burstein E., Brion J. J., Wallis R. F. // Surf. Sci. 1973. V. 34. N 1. P. 81—89.

Институт радиофизики и электроники
АН Украины
Харьков

Поступило в Редакцию
4 июня 1991 г.
В окончательной редакции
28 декабря 1991 г.

