Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 8, с. 449 – 451 © 2012 г. 25 апреля

О новом классе S-поляризованных поверхностных поляритонов на границе раздела двух сред с насыщающейся нелинейностью

А. И. Ломтев[1)]

59585 Бат-Ям, Израиль

Поступила в редакцию 1 февраля 2012 г.

После переработки 22 февраля 2012 г.

Показано, что вдоль границы раздела двух сред с насыщающейся нелинейностью могут распространяться S-поляризованные поверхностные поляритоны. Профиль амплитуды волны имеет максимум в одной из контактирующих сред. Получено выражение для амплитуды поля волны на границе раздела. При этом соотношение между поверхностным волновым вектором и частотой волны может быть произвольным.

Более тридцати лет тому назад было предсказано существование S-поляризованных нелинейных поверхностных волн [1]. В [2, 3] получены теоретические выражения, описывающие такую волну. Повышенный интерес к этим модам вызван тем, что, во-первых, их существование в линейном приближении запрещено граничными условиями, а во-вторых, волновое уравнение в случае керровской нелинейности допускает точное решение. Достаточно подробный теоретический анализ нелинейных S-поляризованных поверхностных поляритонов содержится в [4, 5].

Из-за больших значений интенсивности поверхностного поляритона, достижимых благодаря сильной локализации вблизи границы раздела сред, необходим учет явления насыщения нелинейности. Впервые этот вопрос исследовался в работе [6]. Однако использованная там форма зависимости диэлектрической проницаемости от интенсивности волны соответствует одноосному приближению [7] и учету насыщения в первом приближении [8]. В работе [9] исследовались некоторые свойства S-поляризованных поверхностных волн, распространяющихся вдоль границы раздела линейного диэлектрика и диэлектрика с насыщающейся нелинейностью.

В настоящем сообщении мы рассмотрим возможность существования и распространения S-поляризованных поверхностных поляритонов на плоской границе раздела двух полубесконечных сред с насыщающейся нелинейностью.

Пусть области $z < 0$ (среда 2) и $z \geq 1$ (среда 1) характеризуются диэлектрическими проницаемостями вида

$$\varepsilon_{1,2}(I) = \varepsilon_{01,2} + \delta_{1,2} I_{1,2}^{p_{1,2}}, \tag{1}$$

где $\varepsilon_{01,2}$ – линейные диэлектрические проницаемости, $\delta_{1,2}$ – коэффициенты нелинейности, а $I_{1,2} = |E_{1,2}|^2$ – интенсивности света [10]. В частности, $p_{1,2} = 1$ соответствуют керровской нелинейности, а $p_{1,2} < 1$ дают модели сред с насыщающейся нелинейностью. Такой нелинейностью обладают, например, полупроводники [11, 12] благодаря оптическому эффекту Керра, электрострикции, ионизации среды полем волны и т.д. Для конкретности мы рассмотрим случай самофокусирующих сред с $\delta_{1,2} > 0$. Представим S-поляризованную (ось y координатной системы) монохроматическую волну, распространяющуюся вдоль оси x, в виде

$$E_{1,2}(\eta, \xi) = E_{1,2}(\xi) \exp(in\eta), \tag{2}$$

где $\eta = \frac{\omega}{c} x$, $\xi = \frac{\omega}{c} z$ – безразмерные координаты; $n = \frac{c}{\omega} k_x$ – эффективный показатель преломления; k_x – поверхностный волновой вектор; $E_{1,2}(\xi)$ – профили поверхностной волны в средах 1 и 2 соответственно, удовлетворяющие нелинейным волновым уравнениям

$$\frac{d^2 E_{1,2}(\xi)}{d\xi^2} - (n^2 - \varepsilon_{01,2}) E_{1,2}(\xi) + \delta_{1,2} E_{1,2}^{2p_{1,2}+1}(\xi) = 0 \tag{3}$$

и, вследствие затухания нелинейных поверхностных волн, дополнительным требованиям

$$\lim_{\xi \to \pm\infty} E_{1,2}(\xi) = 0. \tag{4}$$

Без потери общности можно считать $E_{1,2}$ действительными величинами [4]. Умножая (3) на $dE/d\xi$, интегрируя и извлекая квадратный корень, получаем следующие уравнения:

$$\frac{dE_{1,2}(\xi)}{d\xi} = \pm\sqrt{(n^2 - \varepsilon_{01,2}) E_{1,2}^2(\xi) - \frac{\delta_{1,2}}{p_{1,2}+1} E_{1,2}^{2p_{1,2}+2}(\xi)}. \tag{5}$$

[1)]e-mail: lomtev.alexander@gmail.com

Здесь мы выбираем константы интегрирования равными нулю в соответствии с (4). Из уравнений (5) также следуют выражения для максимальных значений амплитуд поля в средах 1 и 2:

$$E_{1,2}(\xi) \leq E_{m1,2} = \left[\frac{p_{1,2}+1}{\delta_{1,2}}(n^2-\varepsilon_{01,2})\right]^{1/2p_{1,2}}, \quad (6)$$

так как для поверхностной волны скорости затухания $dE_{1,2}(\xi)/d\xi$ тоже должны быть действительными величинами.

Из условий вещественности $E_{m1,2}$ следуют неравенства, ограничивающие величину поверхностного волнового вектора: $n^2 > \varepsilon_{01,2}$.

Так как переменные в уравнениях (5) разделяются, представим их в виде

$$\frac{dE_{1,2}}{E_{1,2}\sqrt{(n^2-\varepsilon_{01,2})-\frac{\delta_{1,2}}{p_{1,2}+1}E_{1,2}^{2p_{1,2}}}} = \pm d\xi. \quad (7)$$

После интегрирования и несложных преобразований решения для амплитуд поля в средах 1 и 2 окончательно представим в виде

$$E_1(\xi) = \frac{E_{m1}}{\mathrm{ch}^{1/p_1}[p_1(n^2-\varepsilon_{01})^{1/2}(\mp\xi-\xi_{c1})]}, \quad (8)$$

$$E_2(\xi) = \frac{E_{m2}}{\mathrm{ch}^{1/p_2}[p_2(n^2-\varepsilon_{02})^{1/2}(\pm\xi+\xi_{c2})]}, \quad (9)$$

где $E_{m1,2}$ – величины максимального поля в средах 1 и 2, которые определены в (6), а константы интегрирования $\xi_{c1,2}$ находятся из условий (первое граничное условие)

$$E_{1,2}(\xi=0) = E_0 = \frac{E_{m1,2}}{\mathrm{ch}^{1/p_{1,2}}[p_{1,2}(n^2-\varepsilon_{01,2})^{1/2}\xi_{c1,2}]}. \quad (10)$$

Непрерывность $E(\xi)$ и $dE(\xi)/d\xi$ (второе граничное условие) при $\xi = 0$ приводит к дисперсионному уравнению:

$$\mathrm{th}[p_1\sqrt{n^2-\varepsilon_{01}}\xi_{c1}]\sqrt{n^2-\varepsilon_{01}} = $$
$$= \mathrm{th}[p_2\sqrt{n^2-\varepsilon_{02}}\xi_{c2}]\sqrt{n^2-\varepsilon_{02}}. \quad (11)$$

Воспользовавшись же соотношениями (6) и (10), имеем уравнение для определения амплитуды поля E_0 на границе раздела:

$$E_0^{2p_1}\frac{\delta_1}{p_1+1} - E_0^{2p_2}\frac{\delta_2}{p_2+1} = \varepsilon_{02}-\varepsilon_{01}. \quad (12)$$

Несмотря на свою простоту, это уравнение в общем случае может быть решено только численно. При этом оно всегда имеет единственное решение.

Рассмотрим упрощенный частный случай, когда $p_1 = p_2 = p$. Из уравнения (12) следует

$$E_0 = \left[(1+p)\frac{\varepsilon_{02}-\varepsilon_{01}}{\delta_1-\delta_2}\right]^{1/2p}. \quad (13)$$

В этом случае из неравенства $E_{m1} > E_0$ следует ограничение на величину поверхностного волнового вектора вида

$$n^2 > \frac{\delta_1\varepsilon_{02}-\delta_2\varepsilon_{01}}{\delta_1(\delta_1-\delta_2)},$$

а из неравенства $E_{m2} > E_0$ – ограничение вида

$$n^2 > \frac{\delta_1\varepsilon_{02}-\delta_2\varepsilon_{01}}{\delta_2(\delta_1-\delta_2)}.$$

Из соотношения (13) ясно, что для существования поверхностной волны у среды с бо́льшим коэффициентом нелинейности должна быть меньшая линейная диэлектрическая проницаемость, и наоборот.

При величинах δ_1 или δ_2, стремящихся к нулю, т.е. когда одна из сред становится линейной, от уравнения (12) мы переходим к задаче [9] и ее решению.

Рассмотрим решения (8) и (9) более подробно. Оба знака в этих решениях имеют право на существование. При верхних знаках максимум амплитуды поля находится в среде 2 в точке $-\xi_{c2}$, тогда как в среде 1 имеется экспоненциально спадающий шлейф. И наоборот, при нижних знаках в (8), (9) максимум амплитуды поля расположен в среде 1 в точке ξ_{c1}, а в среде 2 имеется лишь экспоненциально затухающий шлейф.

Традиционное дисперсионное соотношение для нелинейного поверхностного поляритона дает связь частоты с поверхностным волновым вектором, в которую входит управляющий параметр, например амплитуда поля на границе раздела сред [13]. В нашем же случае в качестве нетрадиционного дисперсионного соотношения выступает выражение для профиля амплитуды поверхностного поляритона на границе раздела сред. При этом соотношение между частотой поляритона и его поверхностным волновым вектором может быть произвольным. Как отмечено в работе [9], такие жесткие требования, как условия (4) и (9) этой работы, а также жесткие требования к амплитуде поверхностного поляритона на границе раздела сред (12) и максимальным значениям амплитуды поверхностного поляритона в обеих средах (6) существенно ограничивают область его существования. По-видимому, поэтому нелинейные S-поляризованные поверхностные поляритоны до сих пор не обнаружены экспериментально.

По поводу экспериментального наблюдения нелинейных S-поляризованных поверхностных волн отметим следующее. Коль скоро получены решения, зависящие от диэлектрических проницаемостей и коэффициентов нелинейности сред, укажем, что в настоящее время известны среды с характеристиками, в принципе удовлетворяющими сформулированным условиям для реализации найденных решений. Это группа полупроводников, таких, как GaAs, GaP, InP, CdS, CdSe, CdTe, InSb [14], которые обладают нелинейными свойствами с коэффициентами нелинейности $\delta^{(3)} \sim 6 \cdot 10^{-2}$–$7 \cdot 10^{-3}$ esu и с показателями степени $p_i \leq 1$. Наиболее перспективным, на наш взгляд, является переход GaAs/AlGaAs, в котором GaAs обладает статической диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_0 = 12.9$, высокочастотной $\varepsilon_\infty = 10.89$, коэффициентом нелинейности $\delta^{(3)} \sim 6 \cdot 10^{-2}$ esu и показателем степени $p_i \leq 1$. Нельзя забывать и о таком веществе, как Si, диэлектрическая проницаемость которого равна 11.7, коэффициент нелинейности $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ esu, а показатель степени $p_i \leq 1$. Несмотря на жесткость требований по существованию нелинейных S-поляризованных поверхностных поляритонов, мы надеемся на их скорейшее экспериментальное обнаружение. Эту надежду подкрепляет и работа [15], в которой теоретически исследовано возбуждение линейных хорошо локализованных косых поверхностных волн над поверхностью диэлектрика с одномерным массивом идеально проводящих проволок (метаматериал) методом нарушенного полного внутреннего отражения. Показано, что такие линейные поверхностные волны можно возбудить как с помощью однородной волны ТМ-типа, так и с помощью однородной волны, электрическое поле которой поляризовано перпендикулярно проволокам. Установлено, что в процессе возбуждения косых волн падающая волна ТМ-типа частично поляризуется в волну ТЕ-типа.

1. D. Marcuse, P. W. Smith, and W. J. Tomlinson, XI International Quantum Electronics Conference. Boston, (1980).
2. W. J. Tomlinson, Opt. Lett. **5**, 323 (1980).
3. A. A. Maradudin, Z. Phys. B **41**, 341 (1981).
4. G. I. Stegeman, C. T. Seaton, W. M. Hetherington III et al., Nonlinear Optics (ed. by C. Flytzanis, J. L. Oudar), Springer, Verlag, 1986.
5. A. C. Nevel and J. V. Moloney, *Nonlinear Optics*, Addision-Wesley Publishing Company, 1992.
6. Л. Г. Большинский, А. И. Ломтев, Письма в ЖТФ **11**, 358 (1985).
7. G. I. Stegeman, C. T. Seaton, J. Ariyasu et al. J. Appl. Phys. **58**, 2453 (1985).
8. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, А. П. Сухоруков, УФН **92**, 20 (1967).
9. Л. С. Асланян, В. Б. Пахалов, Письма в ЖТФ **21**, 91 (1995).
10. A. W. Snydez and H. T. Tran, Opt. Comm. **98**, 309 (1993).
11. D. C. Chemla, D. A. B. Miller, and P. W. Smith, Opt. Eng. **24**, 556 (1985).
12. D. Mihalache, D. Mazilu, and F. Lederer, Opt. Comm. **59**, 391 (1986).
13. А. И. Ломтев, Письма в ЖЭТФ **34**, 64 (1981).
14. *Progress in optics*, **27** (ed. by E. Wolf), Elsevier science publishers B.V., 1989.
15. Ю. О. Аверков, В. М. Яковенко, ЖТФ **81**, 71 (2011).