ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆԻ ԳԻՏԱԿԱՆ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ЕРЕВАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

Բնական գիտություններ 1, 1992 Естественные науки

Физика

УДК 535.2

Л.С. АСЛАНЯН

О СУЩЕСТВОВАНИИ ЛИНЕЙНЫХ s-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Показано существование s-поляризованных ПЭВ, возникающих вдоль границы двух полубесконечных сред, одна из которых является неоднородной. Рассмотрение проведено в случае линейного изменения диэлектрической проницаемости неоднородной среды.

Важнейшей особенностью неоднородных сред является возможность появлений в них новых решений уравнений Максвелла, которые не имеют своих аналогов в случае пространственно однородных сред.

В наиболее простом случае резкой границы раздела двух сред возникают поверхностные электромагнитные волны, локализованные вблизи области резкой неоднородности среды [1].

С появлением методов, при которых используются призмы нарушенного полного внутреннего отражения [2], дающие возможность удобно преобразовывать объемные электромагнитные волны в поверхностные поляритоны, значительно вырос интерес к поверхностным возбуждениям и модам, возникающим из этих возбуждений при их взаимодействии с фотонами, т.е. к поверхностным поляритонам.

В ряде работ (см., напр., [ ]) было доказано, что в оптике поверхностных электромагнитных волн нелинейные явления также могут оказаться существенными. В частности в [3] были найдены s-поляризованные поверхностные электромагнитные волны на границе двух полубесконечных сред, одна из которых является нелинейной, а в [4] было показано, что учет нелинейности в слоистой системе существенным образом видоизменяет набор собственных мод линейного волновода. Помимо симметричных и антисимметричных мод в системе могут распространяться несимметричные моды двух типов, которые существуют при потоках энергии выше некоторой пороговой.

Особенностью нелинейной задачи является превращение первоначально однородной среды в плавно неоднородную при учете зависимости ее характеристик от интенсивности распространяющегося света.

Следовательно, аналогичные явления должны наблюдаться и в линейной оптике поверхности, если одна из граничащих сред является пространственно неоднородной.

Следует отметить, что распространение волн в неоднородных средах уже в рамках линейной оптики отличается исключительно большим разнообразием возможностей, что, конечно, связано с различным выбором функции $\varepsilon(\vec{r})$. Так, в [6–7] уже рассматривался вопрос возбуждения ПЭВ в среде с неоднородностью, связанной с наличием свободных зарядов в металле, плотность которых изменялась по экспоненциальному закону. Было показано, что дисперсионная кривая для ПЭВ имеет две ветви, одна из которых соответствует области частот, где $\varepsilon < 0$ повсюду в образце, а вторая ветвь—частотному диапазону, для которого диэлектрическая проницаемость меняет знак внутри образца.

В [7,8] показано, что в случае p-поляризованных волн, существующих вдоль границы двух сред, одна из которых является плавно неоднородной, происходит смещение резонансной кривой возбуждения, а профиль волны в неоднородной среде деформируется[1].

В настоящей работе показано существование s-поляризованных ПЭВ, которые возникают вдоль границы двух полубесконечных сред, одна из которых неоднородна.

Рассмотрим поверхностную волну, возникающую на резкой границе двух изотропных сред. Предположим, что область $z < 0$ занимает однородная среда с диэлектрической проницаемостью ε_1, а область ε_2— неоднородная среда с диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_2(z) = \varepsilon_0 + az. \tag{1}$$

При s-поляризации удобнее применять волновое уравнение для $\vec{E}$-вектора, которое имеет следующий вид [10]:

$$\Delta\vec{E} - \frac{\varepsilon}{c^2}\ddot{\vec{E}} + \mathrm{grad}(\vec{E}\,\mathrm{grad}(\ln\varepsilon)) = 0, \tag{2}$$

а $\vec{E} = (0, E_y, 0)$.

Обозначим $E_{jy} = E_j$, где $j = 1, 2$ указывает номер среды. Тогда волновое уравнение (1) можно представить в виде

$$\frac{d^2E_j}{dz^2} + (k_j^2 - k_x^2)E_j = 0, \tag{3}$$

где введено обозначение $k_j^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_j$. Уравнение (3) необходимо дополнить граничными условиями, т.е. условием непрерывности тангенциальных составляющих $\vec{E}$- и $\vec{H}$-векторов:

$$E_1\Big|_{z=0} = E_2\Big|_{z=0},$$

$$\frac{dE_1}{dz}\Big|_{z=0} = \frac{dE_2}{dz}\Big|_{z=0}. \tag{4}$$

Решение волнового уравнения (3) в среде с постоянной диэлектрической проницаемостью ($d\varepsilon_1/dz = 0$) хорошо известно и имеет следующий вид:

$$E_1 = De^{k_1 z}, \tag{5}$$

где $k_1 = \sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1}$, D—амплитуда поверхностной волны, которая становится определенной при конкретизации метода возбуждения. Отметим, что решение (5) удовлетворяет условию затухания при $z \to -\infty$. Для решения волнового уравнения в неоднородной среде ($j = 2$) предположим, что изменение свойств удовлетворяет условию плавности, а именно

$$\lambda\frac{d\varepsilon_2(z)}{dz} \ll \varepsilon_2(z), \tag{6}$$

[1]Отметим, что аналогичная деформация профиля ПЭВ обнаружена и в нелинейном случае (см., напр., [8]).

где λ—длина волны. Введем для сокращения записи обозначение $k_2(z) = \sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2(z)}$. Тогда волновое уравнение во второй среде можно представить в виде

$$\frac{d^2E_2(z)}{dz^2} - k_2^2(z)E_2(z) = 0. \tag{7}$$

В случае $\varepsilon_2(z) = \varepsilon_0 + az$ решениями (7) являются функции Ганкеля порядка $\nu = 1/3$. Однако при условии (6) удобнее воспользоваться приближенными методами. Решение волнового уравнения (7) во второй среде ($j = 2$) ищем в виде ряда теории возмущений:

$$E_2(z) = E_2^{(0)} + E_2^{(1)} + E_2^{(2)} + \cdots \tag{8}$$

Тогда, подставляя (8) в (7) и учитывая малость изменения диэлектрических свойств среды, получим

$$\frac{d^2E_2^{(0)}}{dz^2} - \left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\right)E_2^{(0)} = 0, \tag{8а}$$

$$\frac{d^2E_2^{(1)}}{dz^2} - \left(k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\right)E_2^{(1)} = -\frac{\omega^2}{c^2}azE_2^{(0)}. \tag{8б}$$

Решением (8а), удовлетворяющим условию затухания при $z \to \infty$, является решение вида

$$E_2^{(0)} = Ce^{-k_0 z},$$

где $k_0^2 = \sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0}$. Решение уравнения (8б) ищем в виде

$$E_2^{(1)} = z(A + Bz)e^{-k_0 z}. \tag{9}$$

Подставляя (9) в (8б) и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях z, получим

$$B = \frac{\omega^2}{c^2}\frac{a}{4k_0}C, \quad A = \frac{\omega^2}{c^2}\frac{a}{4k_0^2}C.$$

Следовательно, полное решение (7) можно представить в следующем виде:

$$E_2(z) = C\left\{1 + \frac{\omega^2}{c^2}\frac{a}{4k_0}z\left(z + \frac{1}{k_0}\right)\right\}e^{-k_0 z}. \tag{10}$$

Аналогичное решение получается и в приближении ВКБ [9]:

$$E_2(z) = C\exp\left\{-k_0 z - \frac{1}{4}\ln\left(1 - \frac{\omega^2}{c^2}\frac{a}{k_0^2}z\right)\right\}, \tag{10'}$$

которое после разложения в ряд переходит в (10).

С помощью полученных выражений (5), (10) и граничных условий (4) нетрудно получить дисперсионное соотношение для s-поляризованных поверхностных волн

$$k_0 + k_1 = \frac{1}{4}\frac{a}{k_0^2}. \tag{11}$$