d a A. – Mol. Cryst. Liquid Cryst., 1985, v. 122, p. 161–168.

Институт кристаллографии
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
26 января 1988 г.
В окончательной редакции
22 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 13 12 июля 1988 г.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В УСЛОВИЯХ НАСЫЩЕНИЯ

В.Г. Бордо

В последнее время все большее внимание привлекают экспериментальные исследования процессов, происходящих при распространении поверхностной электромагнитной волны (поверхностных поляритонов) вдоль границы раздела твердого тела с резонансным газом [1–3]. Интенсивность волны может достигать довольно большой величины, что позволяет наблюдать нелинейный эффект насыщения [3]. В то же время теоретические исследования нелинейных поверхностных поляритонов (НПП) обычно проводятся в приближении относительно слабого поля, в котором компоненты тензора диэлектрической проницаемости нелинейной среды пропорциональны $|\vec{\mathcal{E}}|^2$ [4, 5]. В работе [6] сделана попытка выйти за рамки этого приближения и учесть эффекты, связанные с насыщением двухуровневых систем, моделирующих нелинейную среду. Эту задачу удалось решить точно для оптически одноосной нелинейной среды с компонентой ε_{zz} тензора диэлектрической проницаемости, не зависящей от поля поверхностной волны. В настоящем сообщении определяется закон дисперсии НПП в условиях насыщения в практически важном случае изотропной нелинейной среды. Относительно среды предполагается, что ее плотность мала (критерий малости см. ниже).

Пусть НПП распространяется вдоль границы раздела между двумя средами, одна из которых (среда 1) изотропна и линейна, имеет комплексную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_1(\omega)=\varepsilon_1'(\omega)+i\varepsilon_1''(\omega)$ и занимает полупространство $z<0$, другая (среда 2) изотропна, имеет комплексную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_2(\omega)=\varepsilon_2'(\omega)+i\varepsilon_2''(\omega)$ и занимает полупространство $z>0$. Предполагая следующую зависимость ε_2 от поля волны $\vec{\mathcal{E}}$:

$$\varepsilon_2(\omega)=1+4\pi N\,\frac{\chi(\omega)}{1+g(|\vec{\mathcal{E}}|^2)},$$

где N – концентрация частиц в среде 2, $\chi(\omega)=\chi'(\omega)+i\chi''(\omega)$, $N\chi(\omega)$ – линейная восприимчивость среды 2, $g(|\vec{\mathcal{E}}|^2)\equiv|\vec{\mathcal{E}}|^2/\mathcal{E}_S^2$, $\mathcal{E}_S$ – поле насыщения, найдем решение уравнений Максвелла, отвечающее поверхностной Н – волне. Положим для определенности, что

2 Заказ 527

волна распространяется вдоль оси x . Отличные от нуля компоненты полей будем искать в виде

$$\mathcal{H}_{y1,2}=H_{y1,2}(z)e^{-i\omega t+ikx}, \quad \mathcal{E}_{x1,2}=E_{x1,2}(z)e^{-i\omega t+ikx}, \tag{1}$$
$$\mathcal{E}_{z1,2}=E_{z1,2}(z)e^{-i\omega t+ikx}.$$

Здесь волновое число k – величина комплексная, т.е. $k=k'+ik''$, и мнимая часть его определяет коэффициент поглощения НПП α : $\alpha = 2k''$. Подставляя выражения (1) в уравнения Максвелла, получим уравнения для амплитуд волны:

$$\frac{dH_{y1,2}}{dz}=i\frac{\omega}{c}\varepsilon_{1,2}E_{x1,2}, \quad kH_{y1,2}=-\frac{\omega}{c}\varepsilon_{1,2}E_{z1,2}, \tag{2}$$
$$\frac{dE_{x1,2}}{dz}-ikE_{z1,2}=i\frac{\omega}{c}H_{y1,2}.$$

Исключая из (2) $H_{y1,2}$ и $E_{x1,2}$, придем к уравнениям

$$\frac{d^2E_{z1}}{dz^2}-\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\right)E_{z1}=0, \tag{3}$$

$$\frac{d}{dz}\left[\frac{1}{\varepsilon_2}\frac{d}{dz}(\varepsilon_2E_{z2})\right]-\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\right)E_{z2}=0. \tag{4}$$

Уравнение (3) для среды 1 ($z<0$) имеет решение

$$E_{z1}(z)=E_{z1}(0)e^{\varkappa_1 z}, \tag{5}$$

где $\varkappa_1=\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\right)^{1/2}$, $Re\,\varkappa_1>0$.

Уравнение (4) для среды 2 будем решать по теории возмущений, рассматривая в качестве малого параметра величину $4\pi\chi(\omega)N$. Для этого подставим разложения

$$E_{x,z2}=E^{(0)}_{x,z2}+E^{(1)}_{x,z2}+\ldots, \quad k=k^{(0)}+k^{(1)}+\ldots,$$

$$\varepsilon_2=1+\varepsilon_2^{(1)}+\ldots, \quad \varepsilon_2^{(1)}=\frac{4\pi\chi N}{1+g(|\vec{\mathcal{E}}^{(0)}|^2)}$$

в (4) и приравняем члены одинакового порядка малости. Уравнение нулевого порядка

$$\frac{d^2E^{(0)}_{z2}}{dz^2}-\left(k^{(0)2}-\frac{\omega^2}{c^2}\right)E^{(0)}_{z2}=0$$

имеет решение

$$E_{z2}^{(0)}(z) = E_{z2}^{(0)}(0)\, e^{-\varkappa_2^{(0)} z},$$

где $\varkappa_2^{(0)} = \left(k^{(0)2} - \frac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2}$, $Re\,\varkappa_2^{(0)} > 0$. Представляя (5) в виде

$$E_{z1}(z) = \left(E_{z1}^{(0)}(0) + E_{z1}^{(1)}(0) + \ldots\right) e^{(\varkappa_1^{(0)} + \varkappa_1^{(1)} + \ldots) z}$$

и используя граничные условия

$$H_{y1}^{(0)}(0) = H_{y2}^{(0)}(0), \quad E_{x1}^{(0)}(0) = E_{x2}^{(0)}(0),$$

получим известный закон дисперсии для поляритона на границе между линейной средой и вакуумом [7]

$$k^{(0)} = \frac{\omega}{c}\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + 1}\right)^{1/2}$$

Из уравнения первого порядка

$$\frac{d^2 E_{z2}^{(1)}}{dz^2} - \left(k^{(0)2} - \frac{\omega^2}{c^2}\right) E_{z2}^{(1)} =$$

$$= -\frac{d\varepsilon_2^{(1)}}{dz}\,\frac{dE_{z2}^{(0)}}{dz} - \frac{d^2\varepsilon_2^{(1)}}{dz^2} E_{z2}^{(0)}$$

$$- \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2^{(1)} E_{z2}^{(0)} + 2k^{(0)} k^{(1)} E_{z2}^{(0)}$$

(решение которого мы здесь не приводим из-за громоздкости выражения) с учетом граничных условий

$$H_{y1}^{(1)}(0) = H_{y2}^{(1)}(0), \quad E_{x1}^{(1)}(0) = E_{x2}^{(1)}(0)$$

и условия убывания решения при $z \to \infty$ следует

$$k^{(1)} = 2\pi\chi N k^{(0)} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + 1}\,\frac{\ln(1+g_0)}{g_0}, \qquad (6)$$

где $g_0 = |\vec{\mathcal{E}}_2^{(0)}(0)|^2 / \mathcal{E}_s^2$. Критерий применимости полученного решения имеет вид

$$2\pi|\chi| N \left|\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + 1}\right| \frac{\ln(1+g_0)}{g_0} \ll 1. \qquad (7)$$

Из выражения [6] видно, что коэффициент поглощения НПП α при увеличении интенсивности волны стремится к величине $\alpha_0 = 2k^{(0)''}$, определяющей поглощение в среде 1, что является проявлением просветления среды 2.

В заключение заметим, что в силу неравенства (7) условия существования НПП те же, что и для границы между средой 1 и вакуумом.

Автор выражает благодарность Ю.Н. Петрову за предложение темы работы, а также С.П. Сурову за обсуждение ее результатов.

Литература

[1] Карлов Н.В., Кравченко В.А., Петров Ю.Н. Прохоров А.М. – Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 1, с. 59–63.

[2] Кравченко В.А., Петров Ю.Н., Суров С.П., Сычугов В.А. – Высокочистые вещества, 1987, № 3, с. 94–98.

[3] Бордо В.Г., Кравченко В.А., Петров Ю.Н., Суров С.П., Сычугов В.А. – Препринт ИОФАН, М., № 11, 1988.

[4] Агранович В.М., Бабиченко В.С., Черняк В.Я. – Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, в. 8, с. 532–535.

[5] Maradudin A.A. – Z. Phys. B, 1981, v. 41, N 4, p. 341–344.

[6] Хаджи П.И., Киселева Е.С. – ЖТФ, 1987, т. 57, в. 2, с. 395–398.

[7] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред. Под ред. Аграновича В.М., Миллса Д.Л. М.: Наука, 1985. 526 с.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
17 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
4 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 13 12 июля 1988 г.

ЭФФЕКТ ПОЛНОГО ОТРАЖЕНИЯ ВОЛН ОТ СИММЕТРИЧНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МНОГОМОДОВЫХ ВОЛНОВОДАХ

Л.А. Рудь

В волноводной электродинамике уже достаточно хорошо изучены эффекты полного резонансного отражения волн от неоднородностей