ВЕТОВЫЕ ТЕ И ТМ ВОЛНЫ В АНИЗОТРОПНОЙ ПЛЕНКЕ, ГЛАВНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТЕНЗОРА КОТОРЫЕ ПРОИЗВОЛЬНО ЗАВИСЯТ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ. СЛУЧАЙ РАССЕЯНИЯ

Г.Очирбат[1] , О.Нямсурэн[2]
[1]МУИС, Физик-Электроникийн сургууль
[2]Газар Холдинг компани

лючевые слова: Нелинейная Среда, Световая Волна, Анизотропность, Рассеяние, Волна Брюстера, Плоская Структура

Резюме. Формальные решения задач ТМ и ТЕ волн в анизотропной плёнке , главные значения диэлектрического тензора которой произвольно зависят от локальной интенсивности, получены в рамках проблемы рассеяния света с помощью приёма предложенного авторами.

адача распространения световых ТЕ и ТМ волн в изотропной пленке с елинейностью типа керра рассматривалась очень давно и ее налитическое решение было получено в [1-3]. Последующая попытка ерехода к рассмотрению более сложного случая аналитическое ешение было получено в [1-3]. анизотропной пленки была сделана в 4]. В этой работе был исследован самый простой вид анизотропии, где се диагональные элементы диэлектрического тензора одинаково инейно зависят от интенсивности I:

$$\epsilon_i=\varepsilon_i+I\ ,\ i=1,2,3 \qquad (1)$$

десь ε_i -главные значения диэлектрического тензора в линейном риближении. Такая зависимость представляет собой простейший вид низотропной нелинейности типа Керра.

Целью данной статьи является обобщение нашего прежнего езультата из [4] на более общий случай зависимости от интенсивности. 3 данной работе рассматривается пленк, главные значения иэлектрического тензора которой произвольно зависят от нтенсивности .

Электромагнитное поле волны, распространяющейся в пленке редставим в виде

$$E_x = iAe^{i\Phi_x}\varphi + k.c,\ \ E_y = e\cdot e^{i\Phi_y}\varphi + k.c,\ \ E_z = e_z e^{i\Phi_z}\varphi + k.c,$$

$$H_x = iHe^{i\Phi_y}\varphi + k.c,\ \ H_y = he^{i\Phi_z}\varphi + k.c,\ \ H_z = h_z e^{i\Phi_y}\varphi + k.c,$$

Здесь $\varphi = \exp(-i\omega t + ik_0\beta x)$, k_0 -модуль волнового вектора, соответствующий вакууму, β -постоянная рефракции, ω -круговая частота, $A > 0$, $e > 0$, $e_z > 0$, $H > 0$, $h < 0$, $h_z > 0$. Амплитуды : A, e, e_z, H, h, h_z а также фазы : Φ_A, Φ_e, Φ_H, Φ_h зависят только от z-координаты .

Свет падает из $z < 0$ среды, то есть из надкладки, на поверхность плёнки, $z = 0$.

В наших обозначениях уравнения Максвелла для анизотропной среды выглядят так :

$$\frac{dh^2}{dz} = -2\in_1 \sqrt{A^2h^2 - 4c_{01}^2}\ , \qquad (2)$$

$$\frac{dA^2}{dz} = 2\frac{\in_3 - \beta^2}{\in_3}\sqrt{A^2h^2 - 4c_{01}^2}\ , \qquad (3)$$

$$\frac{de^2}{dz} = 2\sqrt{H^2e^2 - 4c_{02}^2}\ , \qquad (4)$$

$$\frac{dH^2}{dz} = 2(\beta^2 - \in_2)\sqrt{H^2e^2 - 4c_{02}^2}\ . \qquad (5)$$

Здесь z-обозначает безразмерную z-координату: $k_0\ z$; c_{01}, c_{02} - константы, представляю- щие собой величины поток энергий в ТМ и ТЕ волнах, $\in_1$, $\in_2$, $\in_3$ - главные значения диэлектрического тензора, которые произвольно зависят от локальной интенсивности .

Из этих уравнений получено уравнение эволюции для интенсивности I по координатам :

$$\frac{dI}{dz} = \frac{2((\in_3^2 - \beta^2(\in_1 + \in_3))\sqrt{A^2h^2 - 4c_{01}^2} + \in_3^2\sqrt{H^2e^2 - 4c_{02}^2})}{\in_3^2 + 2\beta^2 \frac{d}{dI}\in_3 h^2}\ . \qquad (6)$$

которое разделением переменных приводится к квадратуре в том случае, если найдены зависимости величин A^2, h^2, H^2, и e^2 от локальной интенсивности I.

Если предположить, что A^2 и h^2 являются функциями от I то уравнения (2) и (3) станут

$$\frac{dh^2}{dI} = -\frac{2}{F(I)}\in_1 \sqrt{A^2h^2 - 4c_{01}^2}\ . \qquad (7)$$

$$\frac{d\,^2}{dI} = \frac{2}{F(I)} \frac{\in_3 - \beta^2}{\in_3} \sqrt{A^2 h^2 - 4c_{01}^{\ 2}} \ . \qquad (8)$$

десь F(I) обозначает правую часть уравнения (6). А также пологая, что D, H(I) являются функциями от I вместо (4) , (5) имеем

$$\frac{de^2}{dI} = \frac{2}{F(I)} \sqrt{H^2 e^2 - 4c_{02}^{\ 2}} \ . \qquad (9)$$

$$\frac{dH^2}{dI} = \frac{2}{F(I)} (\beta^2 - \in_2) \sqrt{H^2 e^2 - 4c_{02}^{\ 2}} \ . \qquad (10)$$

з (7) и (8) находим ,что

$$\frac{dA^2}{dI} + \frac{\in_3 - \beta^2}{\in_1 \in_3} \frac{dh^2}{dI} = 0 \ . \qquad (11)$$

Із (9) и (10) находим ,что

$$\frac{dH^2}{dI} + (\in_3 - \beta^2) \frac{de^2}{dI} = 0 \ . \qquad (12)$$

Теперь введем вспомогательные функции по формуле

$$Q = A^2 + \frac{\in_3 - \beta^2}{\in_1 \in_3} h^2 \ . \qquad (13)$$

$$q = H^2 + (\in_2 - \beta^2) e^2 . \qquad (14)$$

Тогда с помощью этих функций исходные функции h^2 , A^2 , e^2 и H^2 выражаются следу- ющим образом

$$h^2 = \frac{Q}{f} \ , \ f = \frac{\in_3 - \beta^2}{\in_1 \in_3} \ . \qquad (15)$$

$$A^2 = Q - f\frac{\dot{Q}}{\dot{f}}\ . \qquad (16)$$

$$e^2 = \frac{\dot{q}}{\dot{\epsilon}_2}\ . \qquad (17)$$

$$H^2 = q + \frac{\beta^2 - \epsilon_2}{\dot{\epsilon}_2}\dot{q}\ . \qquad (18)$$

Здесь и дальше точка над буквами обозначает производную по I. Эти функции должны согласоваться между собой:

$$I = A^2 + |E_z|^2 + e^2 = Q + (\frac{\beta^2}{\epsilon_3^2} - f)\frac{\dot{Q}}{\dot{f}} + \frac{\dot{q}}{\dot{\epsilon}_2}\ . (19)$$

Это уравнение представляет собой дифференциальную связь между двумя вспомога- тельными величинами Q и q .

Заметим что уравнение связи сразу интегрируется в следующих двух случаях нелинейностей:

а) первый случай, когда

$$\dot{\epsilon}_1 = \dot{\epsilon}_2 = \dot{\epsilon}_3$$

то есть

$$\epsilon_1 = \varepsilon_1 + g(I)\ ,\ \epsilon_2 = \varepsilon_2 + g(I)\ ,\ \epsilon_3 = \varepsilon_3 + g(I)$$

причём g(I) -произвольная функция и ε_1, ε_2, ε_3 -постоянные.

б) второй случай, когда

$$\dot{\epsilon}_1 = \dot{\epsilon}_3 = \frac{\dot{\epsilon}_2}{\gamma},$$

то есть

$$\epsilon_1 = \varepsilon_1 + G(I)\ ,\ \epsilon_2 = \varepsilon_2 + \gamma G(I)\ ,\ \epsilon_3 = \varepsilon_3 + G(I)$$

причём G(I)-произвольная функция и ε_1, ε_2, ε_3, γ -постоянные.

Отметим что исследованная нами нелинейность типа Керра на возможность интегриравания полной системы уравнений максвелла[5] является частным случаем нелинейностей вида а). Мы ешё вернемся к вопросом интегрируемости полной системы уравнений Максвелла в другой работе.

Теперь рассмотрим ТМ и ТЕ волны в анизотропной пденке,главные значения диэлектрического тензора которой зависят от интенсивности произвольно.

ТМ волна. Положим что $Q \neq 0$, $q = 0$. Тода $H^2 = e^2 = c_{02} = 0$. В этом случае уравнение (15) интегрируется элементарно. Перепищем это уравнение в виде
Где

$$\dot{Q} + p(I)Q = IP(I) \quad . \qquad (20)$$

где

$$p(I) = \frac{1}{\in_1}((\beta^2 - \in_3)\in_3 \dot{\in}_1 + \beta^2 \in_1 \dot{\in}_3)(\beta^2(\in_1 + \in_3) - \in_3^2)^{-1}$$

Решение уравнения (20)

$$Q = \left(\int_0^I \frac{Ip(I)}{S(I)} dI + c \right) S(I) \;,\; S(I) = \exp\left(-\int_0^I p(I) dI \right), \qquad (21)$$

где c-константа, которая может быть определено из (13) при граничном значении поля. Теперь (15) и (16) приобретают вид

$$h^2 = \frac{I - Q}{\beta^2 - \in_3^2 f} \in_3^2 \,,\;\; A^2 = \frac{\beta^2 Q - I \in_3^2 f}{\beta^2 - \in_3^2 f} \;. (22)$$

С учётом этих выражений уравнение (6) интегрируется:

$$z = d \pm \frac{1}{2} \int_{I_d}^{I} \frac{\in_3^3 + 2\beta^2 (d\in_3 / dI) h^2}{(\in_3^3 - \beta^2 (\in_1 + \in_2) \in_3) \sqrt{A^2 h^2 - 4{c_{01}}^2}} dI, \qquad (23)$$

где I_d -величина интенсивности света на соприкасающейся с подложой поверхности плёнки, d- ширина пленки. Таким образом задача ТМ волн формально решается.

ТЕ волна. Положим что $q \neq 0$, $Q = 0$. Тода $h^2 = A^2 = c_{01} = 0$. Из (19) находим что

$$q = I\in_2 - \int_0^I \in_2(I)dI + c, \qquad (24)$$

где с-константа, которая может быть определено из (14) при при граничном значении поля. Тогда (17) и (18) приобретают вид

$$e^2 = I\ , \ H^2 = \beta^2 I - \int_0^I \in_2(I)dI + c. \quad (25)$$

С учётом этих выражений , интегрируя (6) находим что

$$z = d \pm \frac{1}{2}\int_{I_d}^{I} \frac{dI}{\sqrt{H^2 e^2 - 4c_{02}^2}}, \qquad (26)$$

где I_d-величина интенсивности света на, z= d, соприкасающейся с подложкой плоскости пленки.

Дүгнэлт

Диэлектрикийн тензорын диагоналийн элементүүд нь эрчмээс чөлөөтэй хамаарах анизотроп илтэс доторхи ТМ ба ТЕ долгионы бодлогын формаль шийдүүдийг зохиогчид сэдсэн аргаараа гэрэл сарних асуудлын хүрээнд олов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Каплан А.Е., Письма в ЖЭТФ, 1976 , Т. 24, с. 132-137.
[2] Leung K.M., Lin R.I., Phys. Rev., 1991, V44., N 10, p. 5007.
[3] Очирбат Г.,Препринт ОИЯИ, 1991, Р17-91-358., Дубна.
[4] Очирбат Г.,и др., Препринт ОИЯИ, 1996, Р17-96-382, Дубна.
[5] Очирбат Г., К вопросу интегрирования задачи распространёния световых волн общей поляризации в нелинейной плоской пленке. В этом же номере ЭШБ

Abstract

Formal solutions for light TM and TE waves in anisotrop and nonlinear films, whose diagonal elements of dielectric tensor arbitrarily depend upon local intensity are obtained whithin the problem of light scattering with help of method suggested by the authors