

на внутренней цилиндрической поверхности пьезоэлектрической оболочки под углом к распространению падающей волны.

Численные расчеты спектральной чувствительности в виде зависимости $S=S(\xi)$, где $\xi=kR$, k – волновое число для сдвиговых волн, R – радиус пьезопреобразователя, выполнялись для случая пьезокерамики PZT-4 и рутила в качестве упруго изотропной среды. Установлено, что металлизация внешней границы преобразователя, по которой осуществляется контакт с окружающей внешней средой, приводит к повышению спектральной чувствительности на порядок. Подтверждено наличие межрезонансных областей чувствительности с выраженной однородностью спектра. Так, между третьим и четвертым резонансами трубчатого пьезопреобразователя из PZT-4 в рутиле с металлизированной внешней границей радиуса $R=5$ мм имеем пригодную для неискажающего приема сигнала полосу частот $\Delta\nu=160$ кГц.

Литература

1. Малов В.В. Пьезорезонансные датчики. М.: Энергия, 1978. 248 с.

ОТРАЖЕНИЕ И ПРОХОЖДЕНИЕ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ДЛЯ АНИЗОТРОПНОГО ОДНООСНОГО КРИСТАЛЛА В СЛУЧАЕ, КОГДА ОПТИЧЕСКАЯ ОСЬ ЛЕЖИТ В ПЛОСКОСТИ ПАДЕНИЯ

Н.А. Матвеева, Р.В. Щелоков, В.В. Яцышен

(Волгоград, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Волгоградский государственный университет», nataly.matveeva@mail.ru, schelokov@mail.ru, yatsishen@yandex.ru)

REFLECTION AND TRANSMISSION FOR SECOND HARMONIC UNIAXIAL ANISOTROPIC CRYSTAL IN THE CASE WHERE THE OPTICAL AXIS LIES IN THE PLANE OF INCIDENCE

N.A. Matveeva, R.V. Schelokov, V.V. Yatsishen

Нелинейно-оптические методы неразрушающего контроля и диагностики состояния вещества, имеющего анизотропные свойства, становятся все более распространенными. Это связано с высокой чувствительностью и повышенной дифференциацией полученных результатов. Учет поляризации электромагнитной волны при нелинейно-оптическом взаимодействии увеличивает количество полученной информации о свойствах вещества. Поэтому целью данной работы является вывод основных соотношений коэффициентов отражения и пропускания второй гармоники для анизотропного одноосного кристалла в случае, когда оптическая ось лежит в плоскости падения.

В данной работе рассмотрен случай нелинейно-оптического взаимодействия поляризованного излучения с анизотропными одноосными кристаллами. В рамках этой задачи рассматривается случай, когда оптическая ось меняет свою ориентацию в плоскости падения. Получены энергетические коэффициенты отражения и пропускания в случае генерации второй гармоники. Рассмотрено два случая, когда на границу раздела распространяется р – и s – поляризованная электромагнитная волна.

Выведены основные соотношения для расчета энергетического коэффициента отражения и энергетического коэффициента пропускания одноосного кристалла с различной ориентацией оптической оси, в случае генерации второй гармоники.

Пусть на границу раздела двух сред воздух – нелинейный одноосный кристалл – плоскость $z=0$ распространяется р – поляризованная волна. Нас интересует распространение волн в кристалле (рис. 1).

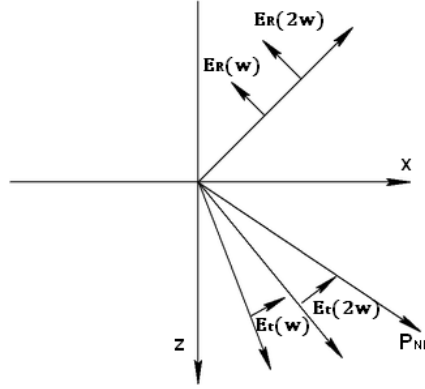


Рис. 1. Волны на границе среды, поляризованные в плоскости отражения.

Решается нелинейное волновое уравнение. Для компонент x, y, z получается следующая система уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_x(z)}{\partial z^2} + 4(k_0^2 \varepsilon_{xx} - k_{\parallel}^2) E_x(z) + 4k_0^2 \varepsilon_{xz} E_z(z) = -16\pi k_0^2 P_x^{NL} e^{i2k_z^{(1)}z} \\ \frac{\partial^2 E_y(z)}{\partial z^2} + 4(k_0^2 \varepsilon_{yy} - k_{\parallel}^2) E_y(z) = -16\pi k_0^2 P_y^{NL} e^{i2k_z^{(1)}z} \\ \frac{\partial^2 E_z(z)}{\partial z^2} + 4k_0^2 \varepsilon_{xz} E_x(z) + 4(k_0^2 \varepsilon_{zz} - k_{\parallel}^2) E_z(z) = -16\pi k_0^2 P_z^{NL} e^{i2k_z^{(1)}z} \end{cases} \quad (1)$$

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости в системе (1) с учетом поворота имеют следующий вид [1]:

$$\begin{cases} \varepsilon_{xx} = \varepsilon_o \cos^2 \alpha + \varepsilon_e \sin^2 \alpha \\ \varepsilon_{xz} = (\varepsilon_e - \varepsilon_o) \sin \alpha \cos \alpha \\ \varepsilon_{yy} = \varepsilon_e \\ \varepsilon_{zz} = \varepsilon_o \sin^2 \alpha + \varepsilon_e \cos^2 \alpha \end{cases}$$

В случае p – поляризации остается первое и третье уравнения системы (1). Данная система была разрешена относительно электрической напряженности E . Для известной напряженности электрического поля E из уравнений Максвелла легко можно найти выражение для напряженности магнитного поля H . Затем, применив граничные условия получена система уравнений, которая разрешается относительно амплитуд $\tilde{E}_R^{(p)}$ и $\tilde{E}_t^{(p)}$:

$$\begin{cases} E_R^p = \frac{\beta_2(2k_z^{(1)} - \lambda_1)}{\eta_1 - \lambda_1} \\ E_t^p = \frac{\beta_2(2k_z^{(1)} - \eta_1)}{\eta_1 - \lambda_1} \end{cases},$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{cases} \beta_2 = \frac{4\pi k_0^2 (nP_z^{NL} - mP_x^{NL})}{ml - n^2} \\ \eta_1 = \sqrt{k_0^2 - k_{\parallel}^2} \end{cases}$$

$$\lambda_1 = i\sqrt{\frac{k_0^2(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) - 2k_{\parallel}^2 - \sqrt{(k_0^2(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) - 2k_{\parallel}^2)^2 - 4(k_0^4(\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xz}^2) - k_0^2 k_{\parallel}^2(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) + k_{\parallel}^4)}}{2}}$$

Аналогично, решается задача для s – поляризации. Тогда в системе (1) остается только второе уравнение. В результате отраженная и прошедшая амплитуды волн имеют вид:

$$\begin{cases} E_R^s = \frac{\beta_1(\eta_2 - 2k_z^{(1)})}{\eta_1 - \eta_2} \\ E_t^s = \frac{\beta_1(\eta_1 - 2k_z^{(1)})}{\eta_1 - \eta_2} \end{cases},$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{cases} \beta_1 = \frac{4\pi k_0^2 P_y^{NL}}{k_0^2 \varepsilon_{yy} - k_{\parallel}^2 - k_z^2} \\ \eta_2 = 2\sqrt{(k_0^2 \varepsilon_{yy} - k_{\parallel}^2)} \end{cases}$$

Выражения для энергетических коэффициентов отражения и пропускания выглядят следующим образом:

$$\Re_p = \frac{|S_z^R(2\omega)|}{S_z^i(\omega)}$$

$$\Im_p = \frac{|S_z^t(2\omega)|}{S_z^i(\omega)}$$

где $S_z^i(\omega)$, $S_z^R(2\omega)$ и $S_z^t(2\omega)$ имеют вид:

$$S_z^i = \frac{c}{16\pi} \operatorname{Re} \left[\frac{n_z^{(1)}}{\varepsilon_1} |H_0|^2 \right]$$

$$S_z^R(2\omega) = \frac{c}{16\pi} \operatorname{Re} E_x^R \cdot H_y^{R*},$$

$$S_z^t(2\omega) = \frac{c}{16\pi} \operatorname{Re} E_x^t \cdot H_y^{t*}$$

Литература

1. Хоружий Д.Н. Яцышен В.В. Усовершенствованные методики интерференционной лазерной термометрии // Физика волновых процессов и радиотехнические системы 2009. Т. 12. № 3. С. 38–42.