

## ВЛИЯНИЕ ДВОЙНОГО ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ НА ЭФФЕКТ ОПТИЧЕСКОГО ВЫПРЯМЛЕНИЯ

Г. В. Кривошеков и В. И. Строганов

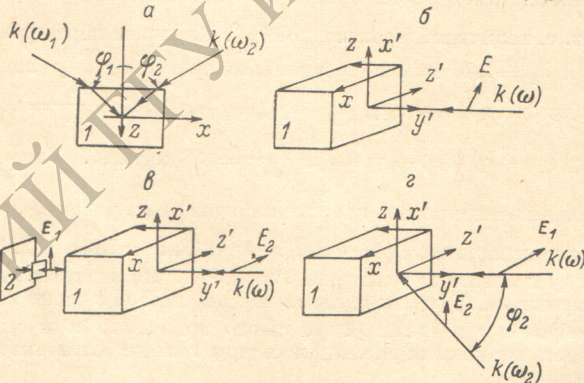
При измерении длительности сверхкоротких световых импульсов по методу, изложенному в [1, 2], неявно предполагается, что амплитуда второй гармоники излучения не зависит от разности фаз компонент поля основной волны. Если бы такая зависимость существовала, то необходимо было бы изготавливать оптические линии задержки с высокой степенью точности (до долей  $\lambda$ ).

В действительности от взаимной разности фаз зависит лишь значение фазы второй гармоники (или фазы комбинационных частот).

Рассмотрим смещение двух плоских волн с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  (см. рисунок а). В этом случае нелинейная поляризация среды может быть записана в следующем виде:

$$P_i^{\text{нл}} = \chi_{ijk} E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) = \chi_{ijk} E_{0j} E_{0k} \frac{1}{2} \times \\ \times \{ \cos [(\omega_1 + \omega_2)t - (k(\omega_1) \sin \psi_{01} - k(\omega_2) \sin \psi_{02})x - \\ - (k(\omega_1) \cos \psi_{01} + k(\omega_2) \cos \psi_{02})z + \gamma] + \cos [(\omega_1 - \omega_2)t + \\ + (k(\omega_1) \sin \psi_{01} + k(\omega_2) \sin \psi_{02})x + (k(\omega_1) \cos \psi_{02} - k(\omega_2) \cos \psi_{01})z - \gamma] \}, \quad (1)$$

где  $\chi_{ijk}$  — компоненты тензора нелинейной восприимчивости среды;  $E_{0j}$ ,  $E_{0k}$  — компоненты амплитуд электрических полей световых волн;  $k(\omega_1)$ ,  $k(\omega_2)$  и  $\psi_{01}$ ,  $\psi_{02}$  — волно-



Взаимодействие световых лучей в кристаллах типа  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ .

1 — кристалл, 2 — зеркало, 3 — фарадеевский вращатель плоскости поляризации излучения.

вые векторы и углы преломления для волн с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ ;  $\gamma$  — разность фаз между компонентами поля (до падения лучей на кристалл), вызывающих нелинейный эффект.

Когда  $\omega_1 = \omega_2$  и  $\varphi_1 = -\varphi_2 = \varphi$ ,  $\psi_{01} = -\psi_{02} = \psi$  (углы падения  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  считаем положительными, если волновые вектора волн с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  находятся по разные стороны нормали к поверхности «нелинейного» кристалла), первый член в выражении (1) описывает поляризацию, возбуждающую вторую гармонику излучения, у которой от  $\gamma$  зависит лишь фаза. Вторым член в (1) описывает эффект оптического выпрямления (нелинейную статическую поляризацию). Из (1) видно, что нелинейная статическая поляризация в последнем случае изменяется по закону

$$P^{\text{нл}} \sim \cos [(k(\omega_1) - k(\omega_2)) \cos \psi z - \gamma]. \quad (2)$$

При использовании взаимодействия типа  $e \rightarrow o \rightarrow e$  (индексы  $o$ ,  $e$  — соответствуют обыкновенному и необыкновенному лучам) на эффект оптического выпрямления влияет двулучепреломление в анизотропных кристаллах. Например, при распространении падающего излучения вдоль  $y'$  ( $z$ ) в кристалле  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  (см. рисунок б) (поле  $E(\omega)$ )

направлено под углом  $45^\circ$  к осям  $x'$  и  $z'$ ) нелинейная статическая поляризация меняется вдоль  $y'$  ( $z$ ) следующим образом ( $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  — кристаллографические оси координат):

$$P_{\text{нл}} \sim \cos \left[ 2\pi (n_0 - n_e) \frac{z}{\lambda} - \gamma \right], \quad (3)$$

$n_0$ ,  $n_e$  — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей. Таким образом, нелинейная статическая поляризация среды образует решетку синусоидального профиля, постоянная которой равна  $\frac{\lambda}{n_0 - n_e}$  ( $\sim 16$  мкм.). В случае  $\varphi_1 \neq \varphi_2$  нелинейная статическая поляризация меняется вдоль  $z$  и  $x$  с периодами

$$L_z = \frac{\lambda}{n_0 \cos \psi_{02} - n_e \cos \psi_{01}}, \quad (4)$$

$$L_x = \frac{\lambda}{n_0 \sin \psi_{02} + n_e \sin \psi_{01}}. \quad (5)$$

Так, например, для случая, приведенного на рисунке,  $z$  ( $\varphi_1=0$ ;  $\varphi_2=60^\circ$ ),  $L_z \approx 1.1$  мкм,  $L_x \approx 0.8$  мкм. Решетка, созданная нелинейной статической поляризацией среды в диэлектрическом кристалле, может быть использована для проверки ряда вопросов теории дифракции [8]. Другими способами изготовить прозрачную дифракционную решетку синусоидального профиля в видимой части спектра затруднительно. Зависимость нелинейной статической поляризации от  $\gamma$  может быть использована также для измерения разности фаз между компонентами поля интенсивного лазерного излучения (т. е. эллиптичности излучения лазера).

В заключение рассмотрим нелинейную поляризацию среды, когда  $\omega_1 = \omega_2$  и  $\varphi_1 = \varphi_2 = 90^\circ$  (см. рисунок *a*, лучи коллинеарны оси  $z$ ), т. е. падающие лучи распростираются в «нелинейном» кристалле навстречу друг другу вдоль кристаллографической оси  $z'$  ( $x$ ) (двойное лучепреломление отсутствует,  $E(\omega_1)$  направлено вдоль  $x'$ ; а  $E(\omega_2)$  вдоль  $y'$ ). Тогда поляризация может быть записана в следующем виде:

$$P_{\text{нл}} \sim \left[ \cos(2\omega t + \gamma) + \cos\left(4\pi \frac{n_0 x}{\lambda} - \gamma\right) \right]. \quad (6)$$

Первый член справа в (6), описывающий ранее нелинейную поляризацию среды, возбуждающую гармонику, здесь не зависит от координат. Кристалл с такой поляризацией, возникшей в объеме пересечения падающих лучей и меняющейся с частотой  $2\omega$ , представляет по сути дела «гигантский осциллятор». Второй член описывает по-прежнему эффект оптического выпрямления (с периодом  $\frac{\lambda}{2n_0}$  вдоль оси  $x$ ). Если падающие лучи коллинеарны, например оси  $y'$  ( $z$ ), то необходим учет влияния двойного лучепреломления (см. рисунок *z*)

$$P_{\text{нл}} \approx \left[ \cos\left(2\omega t - \frac{2\pi(n_0 - n_e)}{\lambda} z + \gamma\right) + \cos\left(\frac{2\pi(n_0 + n_e)}{\lambda} x - \gamma\right) \right] \quad (7)$$

[ $E(\omega_2)$  направлен вдоль  $z'$ , а  $E(\omega_1)$  вдоль  $x'$ ].

#### Литература

- [1] J. A. Armstrong. Appl. Phys. Lett., 10, 16, 1967.
- [2] W. H. Glenn, M. J. Brienza. Appl. Phys. Lett., 10, 221, 1967.
- [3] P. James. Rev. optique, 44, 459, 1965.

Поступило в Редакцию 16 декабря 1969 г.