

УДК 621.378.3

Б. В. Бокуть, Н. С. Казак

**ГЕНЕРАЦИЯ ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ
В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

В ряде экспериментальных работ [1—4] наблюдался эффект оптического выпрямления, заключающийся в возникновении статической поляризации в нелинейных средах при воздействии на них мощного лазерного излучения. Изучение этого эффекта позволило установить связь между линейным электрооптическим эффектом и эффектом оптического выпрямления, а также определить компоненты тензора третьего ранга на нулевой частоте. Интерес к этому явлению не ослабевает в связи с возможностью его применений, например, для измерения энергетических характеристик лазерного излучения [5], для регистрации пикосекундных световых импульсов [6] и т. д.

Как известно, при распространении в кристалле двух излучений с различными частотами общий комплексный вектор нелинейной поляризации можно записать следующим образом [7]:

$$P = \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, i, j=1}^2 \chi : \{ E_{\alpha}^{(i)} E_{\beta}^{(j)} \exp i [(K_{\alpha}^{(i)} + K_{\beta}^{(j)}) r - (\omega_i + \omega_j) t] + E_{\alpha}^{(i)} E_{\beta}^{*(j)} \exp i [(K_{\alpha}^{(i)} - K_{\beta}^{(j)}) r - (\omega_i - \omega_j) t], \quad (1)$$

где χ — тензор третьего ранга нелинейной восприимчивости; компоненты векторов определяются соотношением $(\chi : E_{\alpha}^{(i)} E_{\beta}^{(j)})_x = \chi_{xyz} (E_{\alpha}^{(i)})_y (E_{\beta}^{(j)})_z$; α, β указывают поляризации смешиваемых волн; i, j — их частоты; K — волновые векторы. Если $K_{\alpha} = K_{\beta}$, $i = j$, то в кристалле наряду с генерацией второй гармоники появляется нелинейная поляризация, не зависящая ни от r , ни от t . Более интересная ситуация возникает при $i = j$, но $K_{\alpha} \neq K_{\beta}$ [8]. При таких условиях в среде возникает постоянная во времени, но переменная в пространстве нелинейная поляризация, которая достигает максимального значения в точках кристалла, определяемых из выражения $g(K_{\alpha} - K_{\beta}) = N\pi$, $N = 0, 1, 2, \dots$

В данной работе рассмотрен случай, когда в среде возникает нелинейная поляризация, постоянная в пространстве, но изменяющаяся во времени. Действительно, если в (1) положить

$$K_{\alpha}^{(i)} = K_{\beta}^{(j)}, \quad i \neq j, \quad (2)$$

то второй член равен

$$P^{(\omega)} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, i, j} \chi^{(\omega)} : E_{\alpha}^{(i)} E_{\beta}^{*(j)} \exp(-i\omega t), \quad (3)$$

где $\omega = \omega_i - \omega_j$.

Отсюда ясно, что, изменяя одну из частот ω_i или ω_j , можно плавно варьировать частоту переменной во времени поляризации кристалла. Условие $K_\alpha^i = K_\beta^j$ при $i \neq j$ может выполняться лишь в анизотропной среде, например в одноосном положительном или отрицательном кристалле. В области нормальной дисперсии для отрицательного кристалла имеем

$$\omega_i N_e^{(i)} = \omega_j n_0^{(j)}. \quad (4)$$

Используя для $N_e^{(i)}$ выражение через главные значения показателей преломления

$$N_e^{(i)} = \frac{n_0^{(i)} n_e^{(i)}}{\sqrt{(n_0^{(i)})^2 + [(n_e^{(i)})^2 - (n_0^{(i)})^2] \cos^2 \theta}},$$

получаем значение угла θ , определяющее направление распространения в кристалле излучений с частотами ω_i и ω_j , при котором выполняется условие (2)

$$\cos \theta = \sqrt{\frac{1 - \left[\frac{\omega_i}{\omega_j} \frac{n_e^{(i)}}{n_0^{(i)}} \right]^2}{1 - \left[\frac{n_e^{(i)}}{n_0^{(i)}} \right]^2}}, \quad (5)$$

при этом необходимо, чтобы $\omega_i \geq \omega_j$. При равенстве $\omega_i = \omega_j = \omega_{j_0}$ мы приходим к случаю, рассмотренному в [1—4], причем, согласно [5], $\theta = 0^\circ$, т. е. излучение должно распространяться вдоль оптической оси. При возрастании ω_i угол θ также возрастает, пока не достигнет значения 90° . При этом выполнится условие $\omega_{i_0} n_e^{(i)} = \omega_{j_0} n_0^{(j)}$, где $n_e^{(i)}$ — главное значение показателя преломления, а ω_{i_0} — граничная частота из возможных значений ω_i . Таким образом, при заданном значении $\omega_j = \omega_{j_0}$ значение ω_i может лежать в интервале $\omega_{j_0} - \omega_{i_0}$; при таких ω_i непременно выполняется условие $\omega_i n_e^{(i)} \leq \omega_{j_0} n_0^{(j)}$ (рис. 1). Выражение, аналогичное (5), может быть получено и для положительного кристалла.

Рассмотрим для примера эффект генерации переменного электрического сигнала в случае использования кристалла KDP. Воспользовавшись приведенным в [9] видом тензора χ в кристалле класса $42m$, для составляющих вектора \mathbf{P} получим

$$\begin{aligned} P_x &= -\chi_{14} \sin \theta' \cos \varphi E_e^{(i)} E_0^{*(i)} \exp(-i\omega t), \\ P_y &= \chi_{14} \sin \theta' \sin \varphi E_e^{(i)} E_0^{*(i)} \exp(-i\omega t), \\ P_z &= \chi_{36} \cos \theta' \cos 2\varphi E_e^{(i)} E_0^{*(i)} \exp(-i\omega t), \end{aligned} \quad (6)$$

где θ' определяет направление лучевых векторов и связан с углом θ соотношением

$$\operatorname{tg} \theta' = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_e} \operatorname{tg} \theta, \quad (7)$$

а оси x, y, z совпадают с кристаллофизической системой координат для данного класса. Из (6) ясно, что величина вектора \mathbf{P} зависит от углов θ и φ , а также амплитуд взаимодействующих световых волн. Считая амплитуды вещественными, действительную часть вектора \mathbf{P} можно записать в виде

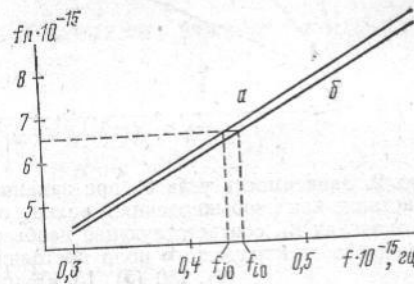
$$\operatorname{Re}(P) = \sqrt{(\chi_{14} \sin \theta')^2 + (\chi_{36} \cos \theta' \cos 2\varphi)^2} E_e^{(i)} E_0^{(j)} \cos \omega t. \quad (8)$$

Углы между \mathbf{P} и кристаллографическими осями легко найти, воспользовавшись выражениями (6) и (8). Остановимся на возможности регистрации переменной во времени поляризации кристалла при прохождении через него двух световых волн. Объемнополяризованная среда создает в окружающем пространстве некоторое распределение потенциала, которое в общем случае определяется следующим образом [10]:

$$u = \int_S \frac{P_n}{\epsilon r} dS + \int_V \frac{\text{div } \mathbf{P}}{\epsilon r} dV. \quad (9)$$

где r — величина радиуса-вектора точки наблюдения; V и S — объем и поверхность объемнополяризованной среды; P_n — нормальная состав-

Рис. 1. Зависимость произведения $f_j \cdot n_o^{(j)}$ (а) и $f_i \cdot n_e^{(i)}$ (б) для кристалла KDP от частоты света $f_{i,j}$ в диапазоне $(0,3-0,6) \cdot 10^{15}$ гц (соответствующая длина волны $1,0-0,5$ мкм); f_{i0} и f_{j0} — граничные частоты, определяющие пределы изменения частоты переменного электрического поля в кристалле



ляющая вектора поляризации. Ясно, что в каждом конкретном случае распределение потенциала u определяется симметрией кристалла, выбором направления световых волн распространения в кристалле, конфигурацией световых пучков и распределением интенсивности по сечению пучка. В явном виде потенциал поляризованной среды может быть записан при некоторых упрощающих предположениях. Введем новую цилиндрическую систему координат, ось z которой совпадает с направлением распространения световых волн, угол ψ отсчитывается от плоскости, проходящей через ось z и вектор \mathbf{P} , а начало координат находится в центре поляризованного объема среды. Будем считать, что интенсивность равномерно распределена по сечению световых пучков, имеющему форму круга с радиусом a . Тогда потенциал в точке наблюдения, определяемой цилиндрическими координатами ρ, ψ, z , где ρ превышает диаметр световых пучков $2a$, будет равен

$$u = \frac{\pi a P}{\epsilon \sqrt{\rho^2 + (l/2 - z)^2}} \left[\frac{l/2 - z}{\rho} \cos \psi \sin \alpha' + a \cos \alpha' \right] + \frac{\pi a P}{\epsilon \sqrt{\rho^2 + (l/2 + z)^2}} \left[\frac{l/2 + z}{\rho} \cos \psi \sin \alpha' + a \cos \alpha' \right]. \quad (10)$$

Здесь l — длина кристалла в направлении распространения световых волн; α' — угол между осью z цилиндрической системы координат и вектором \mathbf{P} . Если поверхность кристалла обработать в соответствии с формой эквипотенциальных поверхностей и нанести на нее электроды, то замеренная переменная разность потенциалов позволит определить величину вектора поляризации \mathbf{P} .

Обратимся теперь к результатам численного расчета для кристалла KDP ряда параметров. На рис. 2, а приведена зависимость угла θ от частоты $f = \omega/2\pi$ генерируемого переменного электрического поля, когда частота необыкновенной волны в кристалле остается неизменной. Из

рисунка следует, что двулучепреломление кристалла позволяет получить значительные частоты биений между оптическими волнами, верхний предел которых тем больше, чем меньше длины волн смешиваемых излучений, и достигает $\sim 45 \cdot 10^3$ ГГц при $\lambda_i = 0,2$ мкм. Зависимость угла θ от $\lambda_i = 2\pi c/\omega_i$ при $f = \text{const}$ (рис. 2, б) позволяет сделать вывод о невозможности наблюдения переменного электрического поля строго заданной частоты, если смешиваемые в кристалле излучения немонохро-

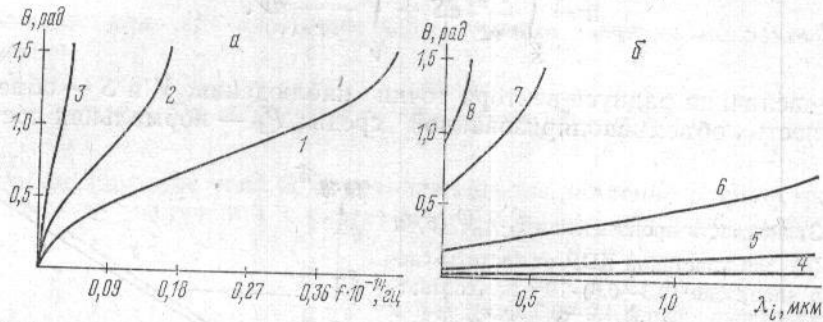


Рис. 2. Зависимость угла θ при заданной длине волны света, распространяющегося в кристалле как необыкновенная волна, от частоты $f = (\omega_{i0} - \omega_i)/2\pi$ (а) и зависимость θ от значения λ_i , соответствующей необыкновенной волне в кристалле, когда частота переменного электрического поля постоянна (б); $\lambda_i = 0,2$ (1), 0,5 (2) и 1,4 мкм (3); $f = 15$ (4), 150 (5), $15 \cdot 10^2$ (6), $15 \cdot 10^3$ (7) и $30 \cdot 10^3$ ГГц (8)

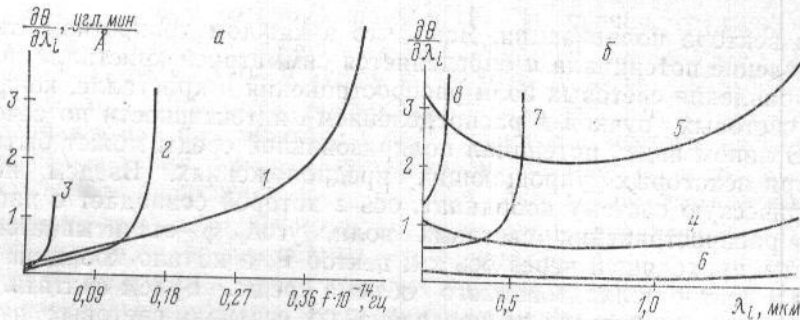


Рис. 3. Дисперсия угла θ как функция частоты f при $\lambda_i = \text{const}$ (а) и дисперсия θ в зависимости от λ_i при $f = \text{const}$ (б); $\lambda_i = 0,2$ (1), 0,5 (2), 1,4 мкм (3); $f = 15$ (4), 150 (5), $15 \cdot 10^2$ (6), $15 \cdot 10^3$ (7) и $30 \cdot 10^3$ ГГц (8) ($\frac{\partial\theta}{\partial\lambda_i}$ измеряется в угл. сек/А (4, 5) и в угл. мин/А (6-8))

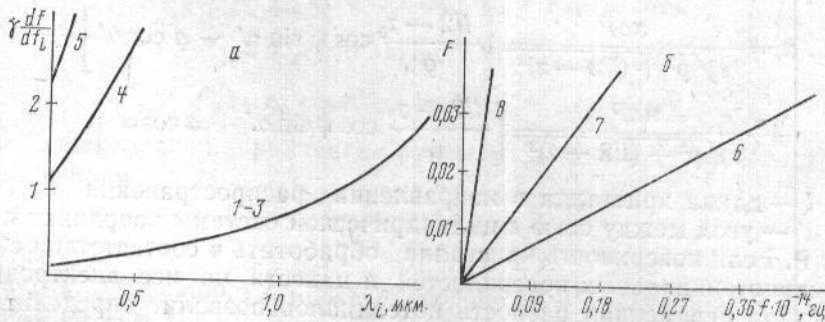


Рис. 4. Отношение ширины интервала частоты генерируемого в кристалле переменного электрического поля df к ширине спектральной линии $d\lambda_i$ одной из смешиваемых световых волн в случае, когда df_i и $d\lambda_i$ оптимальным образом соотносятся друг с другом, в зависимости от λ_i (а) и изменение функции F с изменением частоты переменного электрического поля при заданных значениях λ_i (б); $f = 15$ (1), 150 (2), $15 \cdot 10^2$ (3), $15 \cdot 10^3$ (4) и $30 \cdot 10^3$ ГГц (5); $\gamma = 10^{-4}$ (1), 10^{-3} (2) и 10^{-2} (3-5); $\lambda_i = 0,2$ (6), 0,5 (7) и 1,4 мкм (8)

матичны. Разброс частоты генерируемого электрического поля в этом случае будет тем меньше, чем меньше абсолютное значение f . На рис. 3 даны значения дисперсии угла для различных спектральных областей, в которых могут находиться смешиваемые в кристалле излучения, а также для возможных частот генерируемого переменного электрического поля.

На рис. 4 приведены результаты расчетов, характеризующих величину разброса частоты электрического поля, генерируемого в кристалле при падении на него нерасходящегося монохроматического светового излучения под углом θ_0 к оптической оси. Величина df/df_i рассчитывалась в предположении линейной дисперсии показателей преломления при небольших отклонениях частоты светового излучения, т. е. показатель преломления на частоте $(f+df)$ представлялся в виде $n^{(f+df)} = n^{(f)} + \frac{\partial n}{\partial f} \Big|_f df$. Тогда из (4) при пренебрежении членами второго порядка малости можно получить

$$\frac{df_i}{df_j} = F; \quad \frac{df}{df_i} = \left(1 - \frac{1}{F}\right); \quad \frac{df}{df_j} = (F - 1), \quad (11)$$

где

$$F = \frac{n_0^{(f)} + f_j \frac{\partial n_0}{\partial f_j} \Big|_{f_j}}{N_e^{(i)} + f_i \frac{\partial N_e^{(i)}}{\partial f_i} \Big|_{f_i}}$$

Отсюда следует, что чем меньше величина F отличается от единицы, тем меньше разброс частот генерируемого электрического поля при облучении кристалла монохроматическим электромагнитным излучением. Отметим, что описанное явление наблюдается, если длины волн используемого света попадают в диапазон прозрачности кристалла.

Литература

1. M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward, G. Weinreich. Phys. Rev. Letters, 2, 446, 1962.
2. M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward. Phys. Rev., 138, A 534, 1965.
3. J. F. Ward. Phys. Rev., 143, 569, 1966.
4. J. F. Ward, G. H. C. New. Proc. Royal Soc., A299, 238, 1967.
5. Г. Хирд. Изменение лазерных параметров. М., «Мир», 1970.
6. О. Ф. Бутягин, Ю. А. Гольдин, В. Г. Дмитриев. Радиотехника и электроника, 15, 1461, 1970.
7. Б. В. Бокуть, А. Г. Хаткевич. ДАН БССР, 8, 713, 1964.
8. Б. В. Бокуть. ДАН БССР, 13, 599, 1969.
9. Ю. И. Сиротин, М. П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. М., «Наука», 1975.
10. В. Пановский, М. Филипс. Классическая электродинамика. М., Физматгиз, 1963.

Поступило в редакцию 22 апреля 1976 г.