

РАСЧЕТ НАПРАВЛЕНИЙ СИНХРОНИЗМА ПРИ КОЛЛИНЕАРНОМ И ВЕКТОРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВОЛН В РАЗЛИЧНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. Д. Волосов и А. Г. Калинин

Приводятся расчетные соотношения и удобные для практического использования номограммы для нахождения направлений синхронизма в нелинейных кристаллах KDP, ADP и LiJO₃ как при коллинеарном, так и при векторном взаимодействии волн различных частот и поляризацій.

Как известно, методами генерации оптических гармоник, суммарных и разностных частот различных источников в нелинейных кристаллах можно осуществить эффективное преобразование длины волны оптического излучения (метод, аналогичный гетеродинамизации в радиотехнике) [1, 2]. На этом же принципе основаны схемы нелинейных спектрографов, а также преобразователей изображения [3-6]. При этом возникает вопрос о нахождении направлений синхронного взаимодействия волн в нелинейных средах. Известны расчетные соотношения для направлений синхронизма при генерации оптических гармоник для коллинеарного взаимодействия волн [1, 7, 8], но вопрос о расчетах направлений синхронизма для генерации суммарных частот, а также для векторного взаимодействия волн освещен недостаточно [2, 12].

В настоящей работе приводятся расчетные соотношения и удобные для практического использования графические зависимости для нахождения направлений синхронизма в нелинейных кристаллах KDP, ADP и LiJO₃ как при коллинеарном, так и при векторном взаимодействии волн различных частот и поляризацій.

Как известно [1], условия синхронизма в случае трехчастотного взаимодействия записываются в следующем виде:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3, \quad (1a)$$

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 \quad (1b)$$

\mathbf{k} — волновые векторы взаимодействующих волн, а ω — их частоты.

Для обыкновенной («о») волны в отрицательном одноосном кристалле

$$k_o = \frac{2\pi}{\lambda} n_o, \quad (2)$$

а для необыкновенной («е») волны

$$k_e(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_o n_e}{\sqrt{(n_o^2 - n_e^2) \sin^2 \theta + n_e^2}}, \quad (3)$$

где λ — длина волны излучения, n_o , n_e — главные значения показателей преломления среды; θ — направление волнового вектора излучения относительно оптической оси.

Рассматривая сначала случай коллинеарного (одномерного) синхронизма, когда все три взаимодействующие волны распространяются в одном

направлении, получим, подставляя (2) и (3) в (1а), выражение для угла синхронизма при *ооe*-взаимодействии волн

$$\Theta_{\theta_1, \theta_2, \theta_3}^{\Sigma} = \arcsin \frac{n_{3e}}{n_{1o} + \beta n_{2o}} \sqrt{\frac{n_{3o}^2 (1 + \beta)^2 - (n_{1o} + \beta n_{2o})^2}{n_{3o}^2 - n_{3e}^2}}, \quad (4)$$

где $\beta = \lambda_1/\lambda_2$, $\lambda_3 = \lambda_1\lambda_2/(\lambda_1 + \lambda_2)$.

Расчетные для вышеназванных нелинейных кристаллов направления синхронизма в зависимости от λ_1 при фиксированных значениях длин волн λ_2 («опорная» волна) приведены на рис. 1, *a*—*b*; λ_3 — длина волны результирующего излучения.

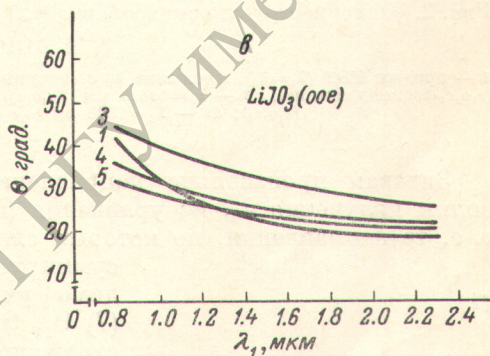
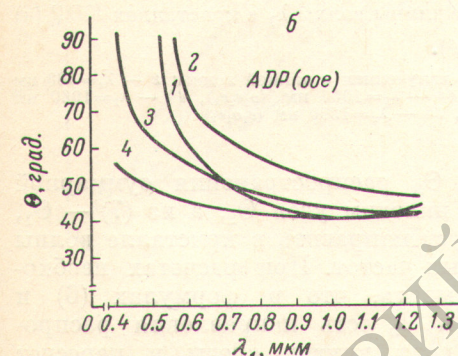
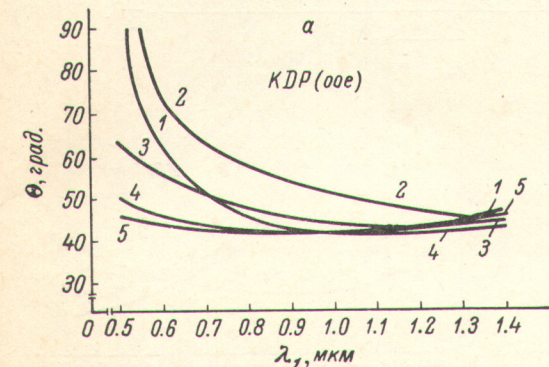


Рис. 1. Зависимость угла синхронизма $\Theta_{ооe}^{\Sigma}$ от длины волны λ_1 в кристаллах KDP (*a*), ADP (*б*), LiJO_3 (*в*).

1 — процесс ГВГ ($\lambda_1 = \lambda_2$). Сложение λ_1 с «опорным» излучением с длиной волны: 2 — $\lambda_2 = 488$, 3 — $\lambda_2 = 694.3$, 4 — $\lambda_2 = 1060$, 5 — $\lambda_2 = 1300$ нм.

Для кристалла LiJO_3 взаимодействие по типу синхронизма *ооe* и *еое* запрещено соотношениями симметрии Клейнмана [10, 11]. Следует обратить внимание на тот факт, что направления синхронного взаимодействия при *ооe*- и *еое*-взаимодействиих неперпендикулярны (рис. 2), а для ряда значений λ_2 направления синхронизма *ооe* не существуют.

При практической реализации различных схем нелинейных преобразователей частоты часто возникают трудности при пространственном и угловом совмещении преобразуемых световых пучков, особенно одинаковой поляризации. В таких ситуациях можно эффективно использовать неколлинеарный (векторный) синхронизм. Для двух световых пучков с длинами волн λ_1 и λ_2 и направлениями волновых векторов, заданных углами Θ_1 и Θ_2 (рис. 3), используя (1а), а также соотношение между углами и сторонами в треугольнике волновых векторов

$$\Theta_3 - \Theta_2 = \frac{k_3^2 - (k_1^2 - k_2^2)}{2k_1 k_2}, \quad (5)$$

¹ Для кристалла LiJO_3 показатели преломления измерены Г. Ф. Бахшиевой.

получим для $o_1o_2e_3$ -взаимодействия

$$\Theta_2 = \Theta_3 + \arcsin \frac{\frac{n_{3o}^2 n_{3e}^2}{\lambda_3^2 [n_{3e}^2 + (n_{3o}^2 - n_{3e}^2) \sin^2 \Theta_3]} - \left(\frac{n_{1o}^2}{\lambda_1^2} - \frac{n_{2o}^2}{\lambda_2^2} \right)}{2n_{3o} n_{3e} n_{1o}} - \frac{\pi}{2}, \quad (6)$$

$$\frac{\lambda_2 \lambda_3 \sqrt{n_{3e}^2 + (n_{3o}^2 - n_{3e}^2) \sin^2 \Theta_3}}{2n_{3o} n_{3e} n_{1o}}$$

$$\Theta_1 = \Theta_2 - \arcsin \frac{\frac{n_{3o}^2 n_{3e}^2}{\lambda_3^2 [n_{3e}^2 + (n_{3o}^2 - n_{3e}^2) \sin^2 \Theta_3]} - \left(\frac{n_{1o}^2}{\lambda_1^2} + \frac{n_{2o}^2}{\lambda_2^2} \right)}{\frac{2n_{1o} n_{2o}}{\lambda_1 \lambda_2}} + \frac{\pi}{2}. \quad (7)$$

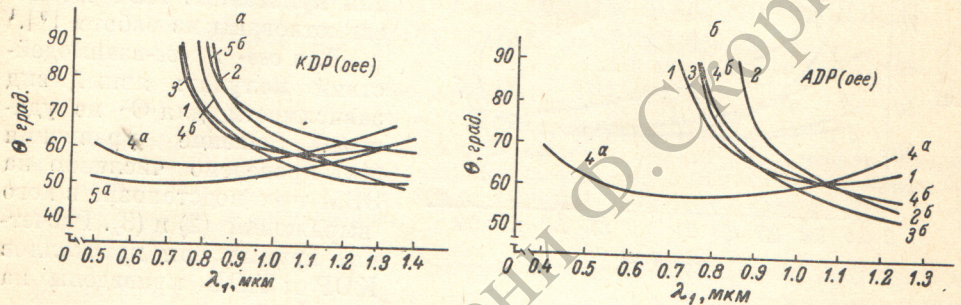


Рис. 2. Зависимость угла синхронизма Θ_3^0 от длины волны λ_1 в кристаллах KDP (а) и ADP (б).

1 — процесс ГВГ ($\lambda_1 = \lambda_2$). Сложение λ_1 с «опорным» излучением с длиной волны: 2 — $\lambda_2 = 488$ нм ($e_1o_2e_3$ -взаимодействие), 3 — $\lambda_2 = 694.3$ нм ($e_1o_2e_3$), 4a — $\lambda_2 = 1060$ нм ($o_1e_2e_3$), 4b — $\lambda_2 = 1060$ нм ($e_1o_2e_3$); 5a — $\lambda_2 = 1300$ нм ($o_1e_2e_3$), 5b — $\lambda_2 = 1300$ нм ($e_1o_2e_3$). □

Задавая произвольно направление Θ_3 распространения суммарной волны излучения λ_3 , из уравнения (6) находим угол Θ_2 , а из (7) — Θ_1 , т. е. те направления, по которым следует направить в кристалле волны суммируемых частот. При расчетах необходимо учитывать, что в формулах (6) и (7) Θ_1 , Θ_2 и Θ_3 есть направления распространения волн внутри среды и пересчет во внешнюю среду может быть осуществлен с учетом преломления на границе раздела сред.

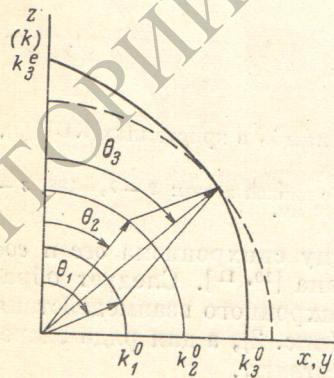


Рис. 3. Индикатрисы волновых векторов в одноосном нелинейном кристалле при векторном («ооee») взаимодействии волн (схематично).

Выражения (6) и (7) получены при условии $\Theta_1 \geq \Theta_3 \geq \Theta_2$, если же $\Theta_2 \geq \Theta_3 \geq \Theta_1$, то необходимо произвести соответствующую замену индексов. Типичные зависимости направлений взаимодействующих волн Θ_1 и Θ_2 от направления распространения суммарной волны — Θ_3 для кристаллов KDP и $LiJO_3$ приведены на рис. 4, а—в. Зависимости даны для фиксированного значения длины волны λ_2 и различных фиксированных значений длин волн λ_{1i} .

Задаваясь направлением Θ_3 , получим две пары значений углов Θ_{1i} , Θ_{2i} и Θ'_{1i} , Θ'_{2i} ($\Theta'_{1i} \geq \Theta_3 \geq \Theta'_{2i}$, а $\Theta_{1i} \leq \Theta_3 \leq \Theta_{2i}$) для излучения с длинами волн λ_{1i} и λ_2 . Для Θ_{ki} и λ_{ki} первый индекс относится к номеру волны, а второй — одной из фиксированных длин волн. В наших расчетах использовались значения $\lambda_{11} = 530$, $\lambda_{12} = 694.3$, $\lambda_{13} = 1060$, $\lambda_{14} = 1300$, $\lambda_{15} = 2120$ нм.

При $\lambda_{1i} = \lambda_2$ (случай ГВГ) очевидно, что углы Θ_{1i} и Θ'_{2i} , а также Θ_{1i} и Θ_{2i} попарно равны (см. также [12]). Границей раздела между Θ_1 и Θ_2 служит биссектриса координатного угла, соответствующая случаю коллинеарного синхронизма; при этом $\Theta_1 = \Theta_2 = \Theta_3 = \Theta_{00e}^{\text{II}}$.

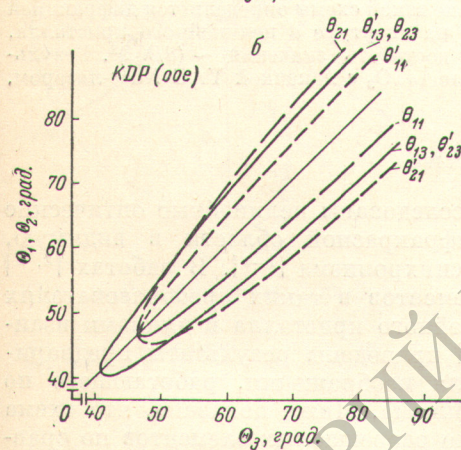
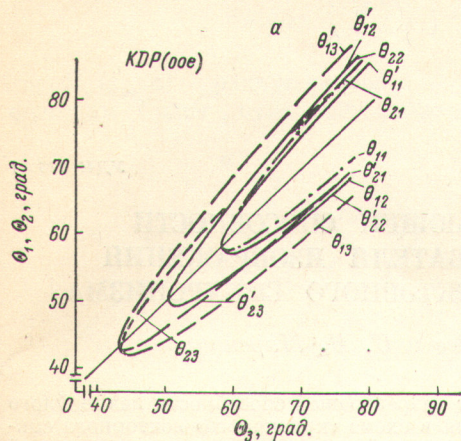
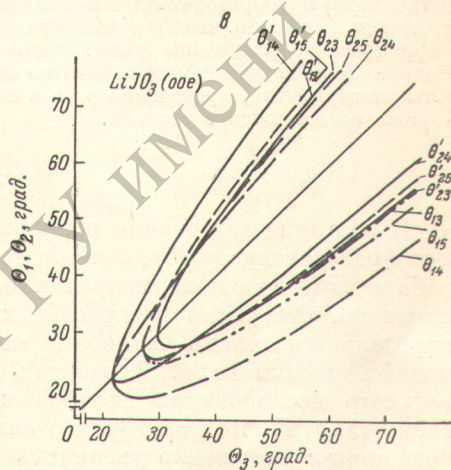


Рис. 4. Зависимости углов Θ_1 и Θ_2 от угла Θ_3 при фиксированных значениях λ_{1i} и λ_2 для кристаллов KDP (а, б) и LiJO_3 (в).

а — $\lambda_2 = 694.3$ нм, б, в — $\lambda_2 = 1060$ нм.



Литература

- [1] С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики, ВИНТИ, 1964.
- [2] Ю. А. Гольдин, В. Г. Дмитриев. Сб. тр. II. Всесоюзн. симпозиума по нелинейной оптике. Новосибирск, 1968.
- [3] В. Д. Волосов. ЖТФ, 38, 1769, 1968.
- [4] J. E. Midwinter. Appl. Phys. Lett., 12, 68, 1968.
- [5] В. Д. Волосов, Р. Б. Андреев, А. Г. Калинин. Опт. и спектр., 34, 186, 1973.
- [6] A. G. Akhmanov et al. IEEE, J. Q. E., 4, 328, 1968.
- [7] Б. В. Бокунь, А. Г. Хаткевич. ДАН БССР, 2, 357, 1965.
- [8] J. A. Giordmain. Phys. Rev. Lett., 8, 19, 1962.
- [9] F. Zernike. J. Opt. Soc. Am., 54, 1215, 1964.
- [10] D. A. Kleinman. Phys. Rev., 126, 1977, 1962.
- [11] J. E. Midwinter, J. Warner. Brit. J. Appl. Phys., 16, 1135, 1965.
- [12] Г. В. Кривошеков, В. И. Строганов, В. И. Самарин, В. М. Тарасов. Опт. и спектр., 34, 347, 1973.

Поступило в Редакцию 11 апреля 1973 г.