

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК

В. И. Строганов и В. И. Самарин

Исследованы особенности углового и пространственного распределения интенсивности гармоник, возбуждаемых вне синхронизма слаборасходящимся пучком лазерного излучения в плоскопараллельной пластинке нелинейного кристалла. Приведены результаты эксперимента.

В расходящемся лазерном излучении из-за различных по направлениям фазовых рассогласований возбуждаемых в нелинейном кристалле волн гармоник можно наблюдать интерференционные явления. Исследуем особенности углового и пространственного распределения интенсивности гармоник, возбуждаемых слаборасходящимся пучком накачки в плоскопараллельной пластинке нелинейного кристалла.

В приближении заданного поля накачки интенсивность m -й гармоники, представляющей суперпозицию вынужденной и свободной волн, можно представить в виде

$$I_m \sim \text{const} \frac{\sin^2(m\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_m) \frac{\mathbf{r}}{2}}{(m^2k_1^2 - k_m^2)^2}, \quad (1)$$

где \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_m — волновые векторы излучения накачки (ω_1) и гармоники соответственно. Следовательно, условиями максимальной интенсивности в интерференционной картине являются

$$(m\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_m) \mathbf{r} = (2j + 1)\pi; \quad j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2)$$

В силу равенства тангенциальных компонент волновых векторов вынужденной и свободной волн гармоники, образующих в кристалле с нормалью к грани углы преломления ψ_0 и ψ_1 , имеем

$$n_1(\psi_0) \sin \psi_0 = n_m(\psi_1) \sin \psi_1 = \sin \varphi, \quad (3)$$

где n_1 и n_m — показатели преломления для излучения накачки (ω_1) и гармоники ($m\omega_1$), φ — соответствующий угол наблюдения вне кристалла. Для пластинки толщиной L , используя (3), запишем (2) следующим образом:

$$\frac{2\pi mL}{\lambda_1} [n_1(\psi_0) \cos \psi_0 - n_m(\psi_1) \cos \psi_1] = (2j + 1)\pi, \quad (4)$$

откуда легко получить условие для углов наблюдения, соответствующих максимальной интенсивности гармоники,

$$\sin^2 \varphi = 2n_1(\psi_0) n_m(\psi_1) \left\{ \frac{(2j + 1)\lambda_1}{2mL [n_1(\psi_0) - n_m(\psi_1)]} - 1 \right\}. \quad (5)$$

В оптически изотропных средах, например кубических кристаллах полупроводников типа GaAs, InSb, показатели преломления не зависят от φ . Следовательно, распределение излучения I_m в фокальной плоскости линзы,

находящейся за плоскопараллельной пластинкой, имеет вид концентрических колец с радиусом $\rho = F \operatorname{tg} \varphi \approx F \sin \varphi$ (F — фокусное расстояние линзы). Из (5) видно, что расстояние между интерференционными максимумами увеличивается при увеличении λ_1 и уменьшается при возрастании m , L и $n_1(\psi_0) - n_m(\psi_1)$.

При распространении расходящегося пучка вдоль оптической оси одноосного кристалла, совпадающей с нормалью к его граням, могут одновременно реализоваться несколько типов взаимодействия. Каждому типу взаимодействия соответствует определенное семейство концентрических колец. Так, для взаимодействия $oo \rightarrow e$ при возбуждении второй гармоники в фокальной плоскости линзы

$$\rho^2 \approx F^2 \left[\frac{(2j+1)\lambda_1}{2L} + 2(n_{02} - n_{01}) \right] \left(\frac{n_{02}}{n_{e2}^2} - \frac{1}{n_{01}} \right), \quad (6)$$

а в случае взаимодействия $ee \rightarrow o$

$$\rho^2 \approx F^2 \left[\frac{(2j+1)\lambda_1}{2L} + 2(n_{02} - n_{01}) \right] \left(\frac{1}{n_{02}} - \frac{n_{01}}{n_{e2}^2} \right). \quad (7)$$

Отметим, что распределение интенсивности излучения вдоль колец определяется направлением поляризации излучения накачки и величиной компонент тензора нелинейной восприимчивости, участвующих в преобразовании частоты накачки.

Если ось расходящегося лазерного пучка перпендикулярна к оптической оси кристалла (нормаль к поверхности плоскопараллельной пластинки совпадает с осью пучка), то из (5) для взаимодействия $oo \rightarrow e$ при возбуждении второй гармоники получим уравнение семейства кривых, соответствующих максимальной интенсивности интерференционной картины (2ω) в фокальной плоскости линзы

$$(2j+1) = \frac{4L}{\lambda_1} \left[\frac{1}{n_{01}} \left(n_{01}^2 - \frac{\rho^2}{2F^2} \right) - n_{e2} + \frac{\rho^2}{2n_{e2}F^2} \left(\frac{n_{e2}^2}{n_{02}^2} \cos^2 \psi + \sin^2 \psi \right) \right] \quad (8)$$

(ρ — полярный радиус-вектор, ψ — угол между оптической осью и проекцией \mathbf{k}_2 на грань кристалла). Вводя координаты $x = \rho \cos \psi$, $y = \rho \sin \psi$, запишем (8) в виде

$$x^2 \left(1 - \frac{n_{01}n_{e2}}{n_{02}^2} \right) - y^2 \left(\frac{n_{01}}{n_{e2}} - 1 \right) = n_{01}F^2 \left[2(n_{01} - n_{e2}) - \frac{(2j+1)\lambda_1}{2L} \right]. \quad (9)$$

Для отрицательного кристалла (если $n_{e2} < n_{01} < n_{02}$) уравнение (9) описывает гиперболы с общими асимптотами, угол наклона которых к оптической оси кристалла Ψ равен

$$\Psi = \pm \operatorname{arctg} \left[\left(1 - \frac{n_{01}n_{e2}}{n_{02}^2} \right) \left(\frac{n_{01}}{n_{e2}} - 1 \right) \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Полученные кривые постоянной разности фаз напоминают изохроматы коноскопических фигур в линейной кристаллооптике [1, 2]. Отличительным при рассмотренной ориентации кристалла (по сравнению с интерференционной картиной в линейной оптике) является угол наклона асимптот к оптической оси. В линейном случае $\Psi = \pm 45^\circ$ гиперболы равнобокие; в нелинейном — при $\lambda_1 = 0.6943$ мкм для кристаллов KDP $\Psi = \pm 63^\circ 33'$, для LiJO_3 $\Psi = \pm 64^\circ 21'$.

Вид интерференционной картины (структура гармоники) при распространении расходящегося пучка лазерного излучения вблизи направления одномерного синхронизма хорошо известен [3].

При наличии оптического поглощения в кристаллах (α — коэффициент поглощения) в случае $\alpha_m = m\alpha_1$ происходит общее ослабление интерференционной картины от центра к периферии, но видность равна единице. Неравенство $\alpha_m \neq m\alpha_1$ приводит к уменьшению видности, а при полном затухании свободной или вынужденной гармоники интерференционная структура отсутствует.

Эксперименты по наблюдению интерференции между свободной и вынужденной гармониками выполнены на плоскопараллельных пластинках из кристаллического кварца ($L=14.5$ мм) и кристалла KDP ($L=25.6$ мм). Излучение рубинового лазера ($\lambda_1=0.6943$ мкм) формировалось отрицательной линзой в пучок с расходимостью $\sim 10^\circ$. Интерференционная структура гармоники регистрировалась на фотопленку в фокальной плоскости кварцевой линзы с фокусным расстоянием $F=112$ мм.

На рисунке, *a* приведено угловое распределение второй гармоники, возбуждаемой вне синхронизма расходящимся лазерным излучением, когда ось пучка совпадает с оптической осью кристалла кварца (кристалл

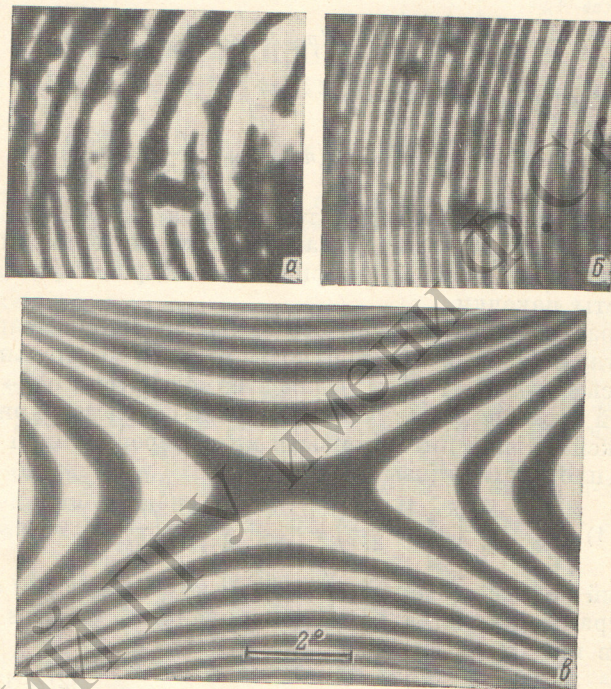


Рис. 1.

вырезан перпендикулярно оптической оси), а на рисунке, *б*, когда ось пучка отклонена на $\sim 10^\circ$ от нормали к поверхности кристалла. Вблизи оптической оси кварца угловое распределение гармоники усложнено возможностью многих типов взаимодействия, реализации которых способствует наличие оптической активности. При отклонении оси пучка от оптической оси кристалла проявление оптической активности резко уменьшается, и преобладающим становится какой-либо определенный тип взаимодействия, что приводит к упрощению интерференционной картины (см. рисунок, 1, *б*).

На рисунке 1, *в* приведено угловое распределение гармоники, когда ось расходящегося пучка накачки перпендикулярна оптической оси кристалла KDP (кристалл вырезан параллельно оптической оси). Определенное из рисунка 1, *в* значение угла Ψ равно $\sim 64^\circ$.

Литература

- [1] М. Борн, Э. Волф. Основы оптики. Изд. «Наука», М., 1970.
- [2] Н. М. Меланхолин. Методы исследования оптических свойств кристаллов. Изд. «Наука», М., 1970.
- [3] С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, Н. К. Кулакова. ЖЭТФ, 48, 1545, 1965.

Поступило в Редакцию 18 апреля 1973 г.