

ВОЗБУЖДЕНИЕ СВОБОДНОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ
ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК В «НЕЛИНЕЙНОЙ» ПРИЗМЕ

Г. В. Кривошеков, Н. Г. Никулин, В. И. Строганов,
В. М. Тарасов и В. И. Самарин

Теоретически и экспериментально исследованы факторы, определяющие флуктуации интенсивности преобразованного во вторую гармонику излучения.

При возбуждении оптических гармоник наблюдаются осцилляции их интенсивности по длине кристалла, возникающие из-за интерференции свободной и вынужденной гармоник [1]. Однако используя ограниченные пучки основного излучения с соответствующей ориентацией к поверхности кристалла, возможно пространственно разделить свободную и вынужденную гармоники и тем самым устранить интерференцию.

В этом сообщении описывается эксперимент по разделению гармоник в «нелинейной» призме из кристалла KN_2PO_4 . Пусть на границу ($z=0$) «нелинейной» среды падает световая волна, пространственно ограниченная по амплитуде (xz — плоскость падения, xy — поверхность кристалла, положительная ось z направлена в среду). При возбуждении гармоники y -компонентой нелинейной поляризации P_{yx} волновое уравнение для $E(2\omega) = E_2$ имеет следующий вид:

$$\Delta E_{2y} - \frac{\epsilon(2\omega)}{c^2} \frac{\partial^2 E_{2y}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{yx}}{\partial t^2}. \quad (1)$$

В приближении заданного поля решение (1) можно представить как

$$E_2(x, z, t) = A'_2(x, z) e^{i(2\omega t - k_2 r)} + A''_2(x, z) e^{i(2\omega t - 2k_1 r)}. \quad (2)$$

Здесь A'_2, A''_2 — амплитуды свободной и вынужденной волн; k_1 и k_2 — волновые векторы основного излучения и гармоники. Подставляя в (1) второй член из (2), получаем в приближении геометрической оптики уравнение для амплитуды неоднородной волны

$$[k_2^2 - 4k_1^2] A''_2(x, z) - 4ik_1 \cos \psi_0 \left[\frac{\partial A''_2(x, z)}{\partial z} + \text{tg} \psi_0 \frac{\partial A''_2(x, z)}{\partial x} \right] = \gamma A_1^2(x, z), \quad (3)$$

где $\gamma = -\frac{16\pi\omega^2}{c^2} \chi$, а χ — соответствующая компонента нелинейной восприимчивости среды; ψ_0 — угол между k_1 и z .

Из (3) находим

$$A''_2(x, z) = \frac{\gamma A_1^2(x - \text{tg} \psi_0 z)}{k_2^2 - 4k_1^2}. \quad (4)$$

Аналогично, подставляя первый член из (2) в (1) и используя граничное условие $A'_2|_{z=0} + A''_2|_{z=0} = 0$, находим амплитуду однородной волны

$$A'_2(x, z) = -\frac{\gamma A_1^2(x - \text{tg} \psi_1 z)}{k_2^2 - 4k_1^2}, \quad (5)$$

где ψ_1 — угол между \mathbf{k}_2 и z . Подстановка (4) и (5) в (2) дает выражение для амплитуды поля второй гармоники

$$E_2(x, z) = \frac{\gamma}{k_2^2 - 4k_1^2} [A_1^2(x - z \operatorname{tg} \psi_0) e^{-i2k_1 r} - A_1^2(x - z \operatorname{tg} \psi_1) e^{-ik_2 r}]. \quad (6)$$

При нормальном падении основной волны из (6) следует, что свободная и вынужденная гармоники распространяются в одном и том же направлении, а E_2 осциллирует вдоль z .

При падении основной волны под некоторым углом к нормали лучи свободной и вынужденной волн с апертурой a разойдутся на расстоянии [см. (6)]

$$z = \frac{a}{\operatorname{tg} \psi_0 - \operatorname{tg} \psi_1}.$$

Так как разность $(\operatorname{tg} \psi_0 - \operatorname{tg} \psi_1)$, определяемая дисперсией среды, обычно мала, то для разделения свободной и вынужденной волн в экспериментах использовались призмы.

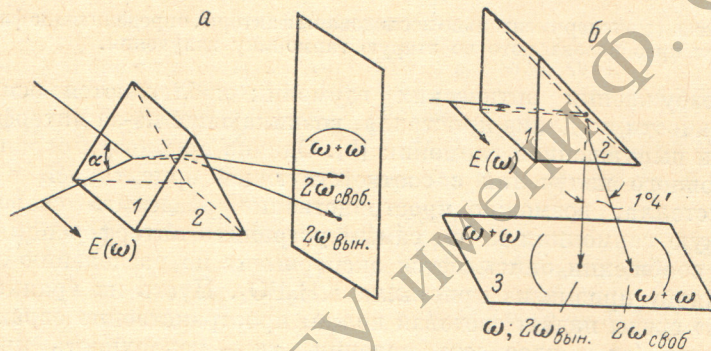


Рис. 1.

Рис. 1 иллюстрирует идею эксперимента. Перед гранью 1 призмы из «нелинейного» кристалла KN_2PO_4 располагали экран с тремя отверстиями диаметром 1 мм (прямая, проведенная через отверстия, параллельна основанию призмы), который из пучка излучения лазера на рубине выделял три луча, падающих на поверхность кристалла под одним и тем же углом (α). При перекрытии крайних отверстий в экране через кристалл проходил луч основной частоты, возбуждавший свободную и вынужденную гармоники, которые выделялись из основного излучения светофильтрами ФС-7, расположенными непосредственно после призмы. (Проверка показала, что излучение основной частоты ослабляется фильтрами настолько сильно, что не регистрируется на фотопленке). При перекрытии центрального отверстия за призмой располагали светофильтры КС-18, пропускавшие только излучение основной частоты (лучи после выхода из призмы распространяются вдоль нормали к поверхности светофильтра под углом $\sim 3^\circ$).

При падении основного излучения под углом $\alpha = 55^\circ$ на призму с преломляющим углом 60° (рис. 1, а) (кристаллографические оси имеют следующие направления: z' нормальна к основанию призмы; x', y' составляют с гранью 2 призмы угол 45°) пространственное распределение излучения на частотах ω , 2ω , $\omega + \omega$ в плоскости фотоприемника, находящегося от призмы на расстоянии 130 мм, приведено на рис. 2. Верхняя и нижняя точки в левой части этого рисунка соответствуют излучению на основной частоте (обыкновенная волна); левая центральная — вынужденной гармонике (необыкновенная волна); правая центральная — свободной (необыкновенная волна); в правой стороне рис. 2 видна часть окружности, которая соответствует излучению на суммарной частоте $(\omega + \omega)$ при синхронном взаимодействии основной волны (ω) с излучением, рассеянным в кри-

сталле сечени
(Окруж
на вых
стране
не пок
Ос
углом
свобод
ный уг
гармон
Под
него от
состав
ная вол
няются
новени
Вычисл
нием р
вынужд
ла рав
Угол м
странен
к осно
(В площ
чи обра
След
(рис. 1
лежаще
и свобо
условия
дим угл

где α'
призмы
гармони
основно
том (ри
Выш
 $\omega + \omega \rightarrow e$
падения
типа $\omega + \omega$
направл
совпада
ции, кот
тами ω_0

Угол
определ
ния для

Изме
 $\alpha'' = 41^\circ$
($\Delta \alpha'' = 1$
между ω
($2\omega_0$) га
При
дается р

сталле (ω). Центр этой окружности совпадает с точкой, соответствующей сечению луча вынужденной гармоники плоскостью фотоприемника. (Окружность несколько искажена за счет различия углов падения лучей на выходной грани призмы). Например, угол между направлением распространения лучей, соответствующих левой части окружности (на рис. 2 не показана), и центром равен $17^{\circ}24'$ для правой части — 15° .

Основное излучение (обыкновенная волна) выходит из призмы под углом $43^{\circ}11'$, вынужденная гармоника (необыкновенная волна) — $43^{\circ}11'$, свободная (необыкновенная волна) — $41^{\circ}47'$. В этом случае рассчитанный угол между направлением распространения свободной и вынужденной гармониками равен $1^{\circ}24'$, измеренный — $1^{\circ}27' \pm 4'$.

Подобное распределение имеет место и для призмы полного внутреннего отражения (рис. 1, б) (ось z' нормальна к грани I призмы: x' , y' составляют углы 45° с основанием призмы). Основное излучение (обыкновенная волна) и вынужденная гармоника (необыкновенная волна) распространяются вдоль нормали к основанию призмы. Свободная гармоника (необыкновенная волна) выходит из кристалла под некоторым углом к нормали. Вычисленный угол между направлением распространения свободной и вынужденной гармоник вне кристалла равен 1° , измеренный $1^{\circ}4' \pm 4'$. Угол между направлением распространения лучей ($\omega + \omega$) и нормалью к основанию призмы равен $13^{\circ}30'$. (В плоскости фотоприемника эти лучи образуют окружность).



Рис. 2.

Следует отметить, что утверждение о том, что при выходе из призмы (рис. 1, а) вынужденная гармоника распространяется в направлении, лежащем между направлениями распространения основного излучения и свободной гармоники [2], является неточным. Применяя граничные условия для вынужденной гармоники на выходной грани призмы, находим угол (α'') ее выхода из призмы.

$$\sin \alpha'' = n(\omega) \sin \alpha', \quad (7)$$

где α' — угол падения вынужденной гармоники на выходную грань призмы; $n(\omega)$ — показатель преломления для излучения, возбуждившего гармонику; т. е. направления распространения вынужденной гармоники и основного излучения совпадают, что хорошо подтверждается экспериментом (рис. 2).

Вышеописанные эксперименты осуществлены для взаимодействия типа $o + o \rightarrow e$ (используется χ_{36}). При отличии угла между $E(\omega)$ и плоскостью падения от 90° в призмах (рис. 1, а, б) возможно также взаимодействие типа $o + e \rightarrow o$ (используются χ_{36} , χ_{25} , χ_{14}). Для этого типа взаимодействия направление распространения вынужденной гармоники ($2\omega_0$) в призме совпадает с направлением распространения волны нелинейной поляризации, которое определяется векторной суммой волновых векторов с частотами ω_0 и ω_e .

$$\mathbf{k}(2\omega_0)_{\text{вып.}} = \mathbf{k}(\omega_0) + \mathbf{k}(\omega_e). \quad (8)$$

Угол выхода (α'') вынужденной гармоники из призмы может быть определен из соотношения (7) при замене $n(\omega)$ на показатель преломления для вынужденной гармоники $n(2\omega_0)_{\text{вып.}}$. $[n(2\omega_0)_{\text{вып.}} = \frac{c}{2\omega} k(2\omega_0)_{\text{вып.}}]$.

Измеренное значение $\alpha'' = 41^{\circ}34'$ (рис. 1, а) близко к значению $\alpha'' = 41^{\circ}47'$ для свободной гармоники ($2\omega_e$, взаимодействие $o + o \rightarrow e$) ($\Delta \alpha'' = 13'$). Для свободной гармоники с частотой $2\omega_0$ $\alpha'' = 45^{\circ}30'$, а угол между направлением распространения свободной ($2\omega_0$) и вынужденной ($2\omega_0$) гармониками равен $3^{\circ}56' \pm 5'$.

При помещении линзы за призмой в ее фокальной плоскости наблюдается распределение, подобное приведенному на рис. 2. При этом воз-

можно полное заполнение призмы излучением основной частоты. Величина поперечного сечения лучей гармоник в плоскости фотоприемника (в фокальной плоскости линзы) определяется только расходимостью основного излучения.

Авторы благодарят Н. Д. Лизунова за изготовление призм из кристаллов KN_2PO_4 .

Литература

- [1] P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenhoff, C. M. Savage. Phys. Rev. Lett., 8, 21, 1962.
[2] Н. Бломбергн. Нелинейная оптика. Изд. «Мир», М., 1966.

Поступило в Редакцию 22 октября 1970 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины