

Д. А. КУЗНЕЦОВ, В. А. ЛЕБЕДЕВ, П. С. АНДРЕЕВ, В. И. СТРОГАНОВ

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ФАЗ СВЕТОВЫХ ВОЛН ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК И ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ

Проанализировано влияние разности фаз смешиваемых в нелинейном оптическом кристалле частотных компонент при генерации гармоник широкополосным излучением.

Ключевые слова: оптические гармоники, влияние начальных фаз, интенсивность излучения, фазовый синхронизм, оптический синхронизм.

Вопрос о влиянии разности фаз $\Delta\varphi$ смешиваемых в нелинейном оптическом кристалле световых волн рассматривался неоднократно. В работах [1, 2] на примере генерации разностных и суммарных частот лазерного (узкополосного) излучения было показано, что при выполнении условий фазового синхронизма $\Delta k = 0$ эффективность преобразования не зависит от $\Delta\varphi$. От $\Delta\varphi$ зависит только фаза преобразованного излучения.

При использовании для генерации гармоник суммарных и разностных частот широкополосного теплового излучения вопрос о влиянии начальных фаз многочисленных частотных компонент широкого спектра становится актуальным. Примером получения разностных частот могут служить экспериментальные работы по фоторефрактивному рассеянию света [3—5].

Генерация оптических гармоник. Предположим, что гармоники возбуждаются отдельными частотными компонентами $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$ с начальными фазами $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots$

В этом случае квадратичная нелинейность χ_{jnl} для двух произвольно выбранных частот ω_1, ω_2 приводит к нелинейной поляризации среды:

$$P_i^H(\omega_3) = \chi_{ijl} E_n^{\omega_1} E_l^{\omega_2}, \quad (1)$$

где

$$E_n^{\omega_1} = E_{0n} \sin(\omega_1 t - k_1 z + \varphi_1); \quad E_l^{\omega_2} = E_{0l} \sin(\omega_2 t - k_2 z + \varphi_2). \quad (2)$$

Подставив (2) в (1), имеем ($\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$):

$$P_j^H(\omega) = \frac{1}{2} \chi_{jil} E_{0n} E_{0l} \left\{ -\cos[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)z + \varphi_1 + \varphi_2] + \right. \\ \left. + \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z + (\varphi_1 - \varphi_2)] \right\}. \quad (3)$$

В уравнении (3) знак „+“ соответствует суммарным частотам $\omega = \omega_1 + \omega_2$, а „-“ — разностным $\omega = \omega_1 - \omega_2$. Выше было отмечено, что рассматриваются только две произвольно выбранные частоты ω_1, ω_2 из широкого спектра, что справедливо обычно, когда значение Δk — расстройки фазового синхронизма — достаточно велико, а интенсивность преобразованного излучения мала. И взаимодействием типа $\omega \pm \omega_1$ и $\omega \pm \omega_2$ можно пренебречь.

Полагая, что на границе нелинейной среды интенсивность гармоник равна нулю, пренебрегая отраженной гармоникой, можно считать, что напряженность электрического поля преобразованного излучения $dE(\omega)$ в небольшой области с координатой z пропорциональна поляризации среды $dP(\omega)$ на частоте ω ($\omega = \omega_1 \pm \omega_2$) (в комплексной форме):

$$dE(\omega)_j \sim dP(\omega)_j = \chi_{jnl} E_{0n} E_{0l} \frac{1}{2} \exp i\{\omega t - (k_1 \pm k_2)z + (\varphi_1 \pm \varphi_2)\} dz. \quad (4)$$

С учетом фазы излучения (ω_3) на выходе из кристалла длиной L имеем:

$$dE(\omega)_j = A \chi_{jnl} E_{0n} E_{0l} \exp i\{\omega t - (k_1 \pm k_2)z + (\varphi_1 \pm \varphi_2)\} \exp i\{-k(L-z)\} dz, \quad (5)$$

где A зависит от геометрии кристалла, k — волновой вектор преобразованной волны на частоте ω .

Для нахождения результирующего поля $E(\omega)$ на грани кристалла (L) проинтегрируем выражение (5) в пределах от нуля до L (i — мнимая единица):

$$E(\omega)_j = \frac{A \chi_{jnl} E_{0n} E_{0l}}{i[k - (k_1 \pm k_2)]} [\exp i\{\omega t - (k_1 \pm k_2)L + (\varphi_1 \pm \varphi_2)\} - \\ - \exp i\{\omega t - kL + (\varphi_1 \pm \varphi_2)\}]. \quad (6)$$

Выражение (6) получено в приближении заданного поля. Видно, что фазы свободной (второй член в (6)) и вынужденной (первый член в (6)) волн определяются начальными фазами $\varphi_1 \pm \varphi_2$ используемых частотных компонент ω_1 и ω_2 . Но для свободной и вынужденной волн они одинаковы, что не приводит к разности фаз на выходе из кристалла. В случае нарушенных условий фазового синхронизма $\Delta k = k - (k_1 \pm k_2) = 0$ между свободной и вынужденной волнами существует разность фаз только за счет оптической разности хода ΔkL .

В случае генерации оптических гармоник $\omega_1 = \omega_2$ разность фаз на выходе из кристалла для свободной и вынужденной гармоник 2ω определяется также только оптической разностью хода ΔkL . Хотя и свободная, и вынужденная гармоники содержат дополнительную фазу 2φ ($\varphi_1 = \varphi_2$), но она одинакова для них и к разности фаз на выходе из кристалла не приводит.

В случае широкополосного излучения каждая частотная компонента на входе в кристалл имеет свою фазу, которая отображается на выходе из кристалла $\varphi_1 \pm \varphi_2$ одинаковым образом в излучении свободной и вынужденной волн, следовательно, разность фаз на выходе из кристалла для свободной и вынужденной волн за счет разности фаз на входе для широкополосного излучения всегда равна нулю.

Излучение со случайными фазами φ_1, φ_2 на входе в кристалл приводит к генерации преобразованного излучения также со случайными фазами $\varphi_1 \pm \varphi_2$ (при расстройке фазового синхронизма).

Преобразуем выражение (6) к действительной форме:

$$E(\omega)_j = \frac{2A \chi_{jnl} E_{0j} E_{0n}}{i[k - (k_1 \pm k_2)]} \cos \left\{ \omega t - \frac{k + (k_1 \pm k_2)}{2} L + (\varphi_1 \pm \varphi_2) \right\} \sin \left\{ \frac{k_3 - (k_1 \pm k_2)}{2} L \right\}. \quad (7)$$

Из соотношения (7) видно, что при выполнении условий фазового синхронизма $\Delta k=0$:

$$E(\omega)_j = L \cos \left\{ \omega t - \frac{k + (k_1 \pm k_2)}{2} L + (\varphi_1 \pm \varphi_2) \right\}. \quad (8)$$

Условия фазового синхронизма $\Delta k=0$ не зависят от начальных фаз φ_1 и φ_2 , т.е. преобразование различных частотных компонент в кристалле происходит одинаково эффективно. Первоначальное излучение с набором компонент и после преобразования по частоте остается некогерентным со случайными фазами.

При преобразовании излучения на кубической нелинейности

$$P(\omega)_j = \theta_{jnlm} E_n E_l E_m \quad (9)$$

выражение для свободной и вынужденной волн аналогично (6). Преобразованная частота $\omega = \omega_1 + \omega_2 \pm \omega_3$; волновой вектор $k = k_1 + k_2 \pm k_3$; начальные фазы для смешиваемых частот — φ_1 , φ_2 и φ_3 .

Вывод аналогичен (по сравнению с квадратичной нелинейностью). Свободная и вынужденная волны имеют дополнительную одинаковую фазу $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \pm \varphi_3$ за счет фаз смешиваемых компонент. При преобразовании широкополосного теплового излучения по частоте в кристалле на кубической нелинейности некогерентность и хаотичность фаз сохраняются.

Эффект оптического выпрямления и фотовольтаический эффект. На квадратичной нелинейности возможно „оптическое выпрямление“ [2] ($\omega = \omega_1 - \omega_2$, $\omega_1 = \omega_2$, $\omega = 0$). Аналогом данного эффекта в фоторефрактивных средах является фотовольтаический эффект:

$$J_j = \kappa \chi_{jnl} E_{0n} E_{0l} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z + (\varphi_1 - \varphi_2)], \quad (10)$$

где J_j — плотность тока в кристалле, κ — коэффициент поглощения излучения [6].

Для лазерного излучения оба эффекта существуют при любых значениях φ_1 и φ_2 используемых компонент, но эффективность „оптического выпрямления“ зависит от разности $\varphi_1 - \varphi_2$, на него влияет разность $(k_1 - k_2)z$, связанная с двулучепреломлением кристалла. Например, P_j^H может оказаться промодулированной вдоль одной из координат. Это приводит к существенно уменьшению эффекта. Обычно выбирается такой срез кристалла, при котором $(k_1 - k_2)z = 0$.

При использовании широкополосного излучения наличие разных частотных компонент $\omega_n \neq \omega_l$ приводит к тому, что значения $(\varphi_1 - \varphi_2)$ хаотически меняются, поэтому их вклад равен нулю.

Если $\omega_n = \omega_l$, т.е. используется одна и та же частотная компонента $\varphi_1 = \varphi_2$, то фотовольтаический и фоторефрактивный эффекты наблюдаются, поскольку $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$; $\omega_1 - \omega_2 = 0$; $J_j = \kappa \chi_{jnl} E_{0n} E_{0l} \cos[(k_1 - k_2)z]$.

Фотовольтаический эффект для широкополосного излучения экспериментально наблюдался в работе [6].

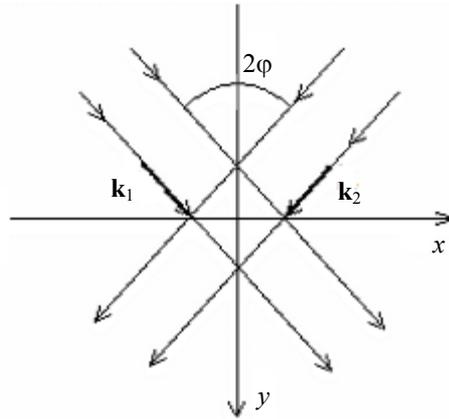
На кубической нелинейности в случае $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$:

$$J_j \sim \theta_{jnlm} E_{0n} E_{0l} E_{0m} \cos \{ (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t - (k_1 + k_2 - k_3)z + (\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3) \}. \quad (11)$$

Отметим, что фотовольтаический эффект на кубической нелинейности является когерентным. Он проявляется только в том случае, когда частоты ω_1 , ω_2 , ω_3 и фазы φ_1 , φ_2 , φ_3 жестко связаны, например $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = 0$ и $\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 = 0$. Такая связь обычно реализуется при генерации излучения второй гармоники в стеклах или оптических волокнах [7—9].

Если начальные фазы φ_1 , φ_2 и φ_3 быстро и хаотично изменяются (при широкополосном излучении), то фотовольтаический эффект не наблюдается.

Запись голографических решеток. Рассмотрим влияние начальных фаз φ_1 и φ_2 световых волн, используемых для записи голографических решеток (см. рисунок).



В области пересечения двух монохроматических лучей (ω) результирующее электрическое поле E равно:

$$E = E_0 \sin(\omega t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \varphi_1) + E_0 \sin(\omega t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} + \varphi_2) = \\ = 2E_0 \cos \left[\frac{(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} + \varphi_1 - \varphi_2)}{2} \right] \sin \left[\omega t - \frac{(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \mathbf{r} + \varphi_1 + \varphi_2}{2} \right], \quad (12)$$

Учитывая, что $\mathbf{k}_1 \mathbf{r} = k_x x + k_y y$; $\mathbf{k}_2 \mathbf{r} = -k_x x + k_y y$; $k_1 = k_2 = k$; $k_x = k \cos \varphi$; $k_y = k \sin \varphi$, получим:

$$E = 2E_0 \cos \left\{ k \sin(\varphi) x + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right\} \sin \left\{ \omega t - k \cos(\varphi) y + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right\}. \quad (13)$$

Видно, что запись голографических решеток (т.е. положение максимумов и минимумов по координате x) зависит от разности фаз используемых световых волн.

Полученные результаты показывают, что при использовании широкополосного излучения возможна запись оптического изображения в фоторефрактивных кристаллах за счет квадратичной нелинейности, экспериментальное подтверждение этому представлено в работах [6, 10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коростелева И. А., Строганов В. И. Разность фаз и генерация оптических гармоник // Оптические и электрические процессы в кристаллах: Сб. научн. тр. Хабаровск: Изд-во ДВГАПС, 1996. С. 97—98.
2. Кривошеков Г. В., Строганов В. И. Влияние двойного лучепреломления в кристаллах на эффект оптического выпрямления // Опт. и спектр. 1970. Т. 28, № 6. С. 1214—1215.
3. Обуховский В. В. Процессы фоторефрактивного рассеяния света в кристаллах. Автореф. дисс. ... докт. физ.-мат. наук. Киев, 1989. 32 с.
4. Петров М. П., Степанов С. И. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб: Наука, 1992. 320 с.
5. Скоблецакая О. В., Строганов В. И. Селективное фоторефрактивное рассеяние. Хабаровск: Изд-во ДВГАПС, 1996. С. 94—97.
6. Лихшин В. В. Запись изображения и сопутствующие эффекты в легированных кристаллах ниобата лития. Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Хабаровск: ДВГУПС, 2007. 17 с.
7. Глуценко Ю. В., Смирнов В. Б. Фотоиндуцированная генерация второй гармоники в стеклянных волоконных световодах // Опт. и спектр. 1992. Т. 72, № 4. С. 990—1011.
8. Бутов О. В., Голант К. М., Томашук А. Л. Спектральная зависимость фоторефрактивного эффекта в кварцевом стекле, легированном азотом // Квант. электрон. 2000. Т. 30, № 6. С. 517—519.

9. *Вострикова Л. И.* Оптические фотоэлектрические явления в стеклах, обусловленные воздействием двухчастотного взаимнокогерентного поля. Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: Ин-т физики полупроводников СОАН, 2002. 18 с.
10. *Сюй А. В., Строганов В. И., Лихтин В. В.* Градиентная запись изображения в кристаллах ниобата лития // Оптич. журн. 2007. Т. 74, № 6. С. 17—19.

Сведения об авторах

- Дмитрий Анатольевич Кузнецов*** — аспирант; Дальневосточный государственный университет путей сообщения, кафедра физики, Хабаровск; E-mail: dmitry.smith@khsru.ru
- Валерий Александрович Лебедев*** — Дальневосточный государственный университет путей сообщения, кафедра физики, Хабаровск; ст. преподаватель; E-mail: garmonica@festu.khv.ru
- Павел Сергеевич Андреев*** — аспирант; Дальневосточный государственный университет путей сообщения, кафедра физики, Хабаровск; E-mail: paha@khsru.ru
- Владимир Иванович Строганов*** — д-р физ.-мат. наук; Дальневосточный государственный университет путей сообщения, кафедра физики, Хабаровск; E-mail: garmonica@festu.khv.ru

Рекомендована кафедрой
физики

Поступила в редакцию
05.08.09 г.